Untersuchungen zum Neutralteilchenverhalten in einem Tokamak Plasma

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf

vorgelegt von
Gebhard Ritter
aus Neuss

Düsseldorf 1982

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535714_0056

Untersuchungen zum Neutralteilchenverhalten in einem Tokamak Plasma

Inaugural - Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Gebhard Ritter

aus Neuss

Düsseldorf 1982

1. Berichterstatter : Prof. Dr. J. Uhlenbusch

2. Berichterstatter : Prof. Dr. G. Decker

Tag der mündlichen Prüfung 19. Juli 1982

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

0.	Einführung
I.	Plasma- und Wandprozesse
I.1	Wechselwirkungsprozesse im Plasma
I.2	Wandwechselwirkungen
I.2.1	Rekombination von Ionen am Limiter
I.2.2	Reflexionskoeffizienten für H^+ und H (senkrechter Einfall)
I.2.3	Winkelabhängigkeit der Reflexion von H
I.2.4	Permeation und Rekombination von H - Atomen
I.2.5	Winkel- und Energieabhängigkeit desorbierender H_2 - Moleküle
I.2.6	Das Verhalten von H_2 - Molekülen an den Gefäßwänden
I.3	Der Einfluß von Verunreinigungen
I.4	Das Experiment "UNITOR"
II.	Das kinetische Modell
II.1	Die Boltzmanngleichung für Neutralteilchen
II.2	Die Reflexionsmechanismen; Randbedingungen und Randwerte
II.3	Symmetrie und Lösungsweg
II.4	Ergebnisse zum kinetischen Modell
III.	Das Monte - Carlo Modell
III.1	Einführung
III.2	Die Boltzmanngleichung als Grundlage
III.3	Berechnung makroskopischer Größen
III.4	Berücksichtigung der toroidalen Geometrie
III.5	Behandlung der Quellprozesse
III.6	Die Reflexionsprozesse
III.7	Berechnung des zeitlichen Verlaufs der Dichte
IV.	Berechnung von Verteilungsfunktionen und Linienprofilen
IV.1	Das Stoß - Strahlungs Modell
IV.2	Berechnung der Verteilungsfunktion
V.	Systematische Untersuchungen (Monte - Carlo Verfahren)
V.1	Vergleich mit anderen Theorien
V.2	Systematische Untersuchung der Einflüsse verschiedener Parameter

V.2.1 Der Einfluß der Elektronendichte
V.2.2 Der Einfluß der Ionen- und Elektronentemperatur
V.2.3 Der Einfluß verschiedener Reflexionskoeffizienten
V.2.4 Der Einfluß bei Einströmung von molekularem Wasserstoff
V.2.5 Der Einfluß der Volumenrekombination

VI. Experimentelle Untersuchungen und Vergleich mit theoretischen Ergebnissen
VI.1 Linienprofile von H_α gemessen an verschiedenen Positionen
VI.2 Linienintensitäten von H_α
VI.3 Dichten im Niveau p=2
VI.4 Kritische Diskussion der Ergebnisse

VII. Zusammenfassung

A.I Datenmaterial
A.II Parameter zu den Rechnungen
A.III Literaturverzeichnis

Auf dem Wege zur kontrollierten Kernfusion gibt es zwei erfolgversprechende Methoden; den Trägheitseinschluß und den magnetischen Einschluß des Fusionsplasmas. Diese Arbeit behandelt das Neutralteilchenverhalten in einem Tokamak, also einem speziellen Problem aus dem Gebiet des magnetischen Einschlusses.

Zwei Bedingungen, die zur erfolgreichen Kernfusion (magn. Einschluß) erfüllt werden müssen, sind /1,2,61,62/ :

1) Das Fusionsplasma muß sich selbst unterhalten können, d.h. die α-Teilchen Heizung (D-T Reaktion) muß in der Lage sein, Diffusionsverluste und mindestens die Bremsstrahlungsverluste zu kompensieren. Diese sogenannte Zündbedingung führt auf eine Ungleichung, in der das Produkt aus Elektronendichte n_e ($n_D+n_T = n_e$) und einer charakteristischen Diffusionszeit τ_1 der heißen Teilchen größer sein muß als eine temperaturabhängige Funktion $f_1(T)$ (Abb. 0.0-1)

$$n_e \tau_1 > f_1(T)$$

Wie aus Abb. 0.0-1 zu entnehmen ist, muß für ein reines D-T Plasma mindestens $n_e \tau_1 = 10^{14}$ cm^{-3}s erreicht werden. Dann ist jedoch eine Zündtemperatur von ca. 20 keV notwendig. Die Anforderung an die Zündtemperatur kann jedoch abgeschwächt werden, falls man für $n_e \tau_1$ höhere Werte als 10^{14} cm^{-3}s erreicht. Die Funktion f_1 skaliert mit $\beta^2 B^4/(kT\, P_{fus})$, wobei β das Verhältnis von Plasmadruck zum magnetischen Druck und P_{fus} die Fusionsleistungsdichte darstellt /62/.

2) Ein Reaktor wird erst dann sinnvoll, wenn die gewinnbare Energie größer als die zu Zündung aufgebrachte Energie ist. Unter der Annahme, daß die gesamte im System vorhandene Energiedichte nach einer Einschlußzeit τ_2 in der Wand als thermische Energie auftritt, wo sie mit einem Wirkungsgrad η in elektrische oder chemische Energie verwandelt wird, so ergibt sich für eine positive Energiebilanz eine ähnliche Bedingung (Lawson - Kriterium) :

$$n_e \tau_2 > f_2(T)$$

Bei einer Temperatur von T = 6.4 keV ergibt sich beispielsweise

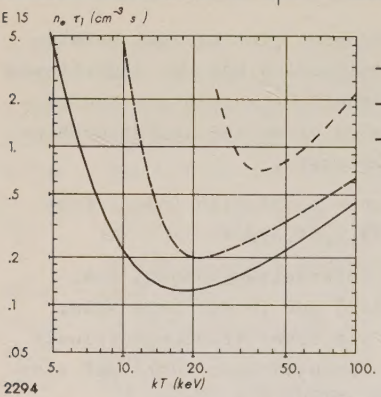


Abb. 0.0-1
Zündbedingung
nach /61/

$n_e \tau_2 \approx 2 \cdot 10^{14}$ cm^{-3}s für η = 40% /1,61/; d.h. man muß das Plasma mindestens 2 s aufrecht erhalten, wenn eine Elektronendichte von 10^{14} cm^{-3} erreicht wird.

Die bei beiden Bedingungen auftretenden Funktionen sind jedoch stark abhängig von Plasmaverunreinigungen wie He, O, Fe, Mo und W. Bremsstrahlungsverluste z-fach geladener Ionen steigen mit z^2, Rekombinationsstrahlung sogar mit z^4; der Beitrag durch Linienstrahlung ist nahezu unabhängig von z. Mit Berücksichtigung dieser Prozesse verschieben Verunreinigungen von nur 0.5% Mo die absolute minimale Grenze der Zündbedingung auf ca. 10^{15} cm^{-3}s bei einer erforderlichen Temperatur von 40 keV /61/ (Abb. 0.0-1).
Ursache für diese Verunreinigungen (außer für He als Fusionsasche) sind Plasma - Wand Wechselwirkungen (Sputtering, Blistering und Unipolarbögen /60/).

Ein großer Anteil der Verunreinigungen wird durch Auftreffen von Ionen auf die erste Wand (oder einen Limiter) erzeugt; insbesondere, wenn die Plasmalage nicht exakt kontrolliert wird.
Auch Neutralteilchen, die durch Umladungsprozesse mit heißen Ionen hohe Energien erreichen, tragen erheblich zu diesen Prozessen bei. Da neutrale Teilchen ungehindert von elektrischen und magnetischen Feldern das Plasma durchqueren können, verliert das Plasma auch durch diesen Prozeß einen Teil seiner Energie.

Der Anteil der Energieverluste durch Neutralteilchen gewinnt in den letzten Jahren noch an Bedeutung, da es durch Reinigungsentladungen, Beschichtung der Wände (Ti) und durch den Einsatz verschiedener Divertoren gelungen ist, die Konzentration von Verunreinigungen zu reduzieren.

Die Anwesenheit von Neutralteilchen eröffnet einige Möglichkeiten zur Plasmadiagnostik. Eine Energieanalyse der Neutralteilchen im Wandbereich sowie spektroskopische Messungen erlauben die indirekte Bestimmung der Ionentemperatur. Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, lassen sich zusätzlich Teilchenflüsse, Elektronendichte sowie die Plasmalage kontrollieren.

In dieser Arbeit wird im Rahmen des im Institut betriebenen Plasmaeinschlußexperimentes vom Tokamak-Typ ("UNITOR") das Neutralteilchenverhalten theoretisch und experimentell untersucht. Dazu werden zunächst im ersten Kapitel die auftretenden Prozesse im Plasma sowie Wandprozesse untersucht und ihre Bedeutung für das hier betriebene Experiment herausgearbeitet.

Zur Lösung der hier auftretenden Boltzmanngleichung für Neutralteilchen werden in der Literatur einige Techniken beschrieben /3,4/

1) Entwicklung um eine lokale oder absolute Maxwellverteilung
2) Momenten Methoden
3) Verfahren der diskreten Ordinaten
4) Integral - Iterationsmethoden
5) Monte - Carlo Verfahren

Die ersten drei Verfahren können zwar weitgehend analytisch durchgeführt werden, sind jedoch nur bei geringen Abweichungen von einer Maxwellverteilung anwendbar.

Zur Berücksichtigung von Randwerten und Randbedingungen, insbesondere bei einer mehrdimensionalen räumlichen Beschreibung eignen sich Integral - Iterationsmethoden und Monte - Carlo Verfahren. Hier werden die beiden zuletzt genannten Methoden zur Lösung gewählt (Kap. II und Kap. III)

Die Integral - Iterationsmethode liefert direkt die Verteilungsfunktion, aus der sich die verschiedenen Momente wie Dichten und Flüsse berechnen lassen.

Im Monte Carlo Verfahren, bei dem Testteilchen auf ihren Bahnen durch das Plasma erfaßt werden, läßt sich die Kinetik und die Plasma - Wand Wechselwirkung wesentlich besser beschreiben; es treten hier jedoch statistische Schwankungen der "Meßgrößen" auf; Monte - Carlo Verfahren kann man daher auch als numerische Experimente bezeichnen.

Für akzeptable Rechenzeiten ist es jedoch nicht möglich, die statistischen Schwankungen so weit zu senken, daß man Aussagen über die Verteilungsfunktion $f(\underline{r},\underline{v})$ als Funktion aller Koordinaten erhält. Dies ist jedoch nicht weiter störend, da die meisten Diagnostiken ohnehin nur Meßgrößen liefern, die man durch Mehrfachintegration (über $\underline{r}$, $\underline{v}$) aus der Verteilungsfunktion erhält, so daß statistische Schwankungen stark reduziert werden.

Eine Erweiterung des Verfahrens zur Berücksichtigung der toroidalen Geometrie war ohne großen Aufwand möglich.

Das Hintergrundplasma, d.h. die räumlichen Temperatur- und Dichteprofile werden bei beiden Methoden als bekannt vorausgesetzt bzw. Messungen oder Theorien entnommen.

Die den verschiedenen Diagnostiken (Spektroskopie, Resonanzstreuung) zugänglichen Meßgrößen wie Linienprofile, Linienintensitäten und Dichten angeregter Niveaus werden unter Anwendung eines Stoß-Strahlungs Modells (Kap. IV) ebenfalls berechnet.

Im fünften Kapitel werden Einflüsse verschiedener Parameter und Reflexionsprozesse systematisch untersucht. Vergleiche mit eindimensionalen Modellen /5-11,44/ werden durchgeführt.
Auf dieser Grundlage werden im sechsten Kapitel experimentelle und numerische Ergebnisse miteinander verglichen.

In der vorliegenden Arbeit werden Tokamakentladungen in Wasserstoff untersucht. Die hier auftretenden Teilchensorten sind atomarer Wasserstoff H, molekularer Wasserstoff H_2 , ionisierter Wasserstoff H_2^+ , ionisierte Wasserstoffatome H^+ und Elektronen; Verunreinigungen werden nicht betrachtet.

Die angeregten Niveaus atomaren Wasserstoffs inklusive deren Umladungsquerschnitte werden in Kap. IV behandelt.

Bei jeder Wechselwirkung treten elastische und inelastische Prozesse auf; bei den letzteren können die Reaktionen auch in unterschiedlicher Weise ablaufen (Umladung, Ionisierung, Dissoziation, dissoziative Ionisierung, Anlagerung von Elektronen).

In Oak Ridge /12/ wurden die bis 1977 verfügbaren Daten, die bei der Forschung auf dem Gebiet der kontrollierten Kernfusion benötigt werden, zusammengefaßt. Die Reaktionen, die H - Atome und H_2 - Moleküle betreffen, werden in Tab. I.1-1 aufgelistet. Daten der zugehörigen Querschnitte und Ratenkoeffizienten sowie Abbildungen befinden sich im Anhang A.I .

Verhalten von H_2

Die an der Wand durch Rekombination atomaren Wasserstoffs entstehenden Wasserstoffmoleküle (vgl. Kap. I.2.4) werden durch verschiedene Prozesse aufgespalten, so daß zuletzt H - Atome und H^+-Ionen entstehen. Die Prozesse

$H_2 + H^+$	---	$H_2^+ + H$	Umladung
$H_2 + e$	---	$H + H + e$	Dissoziation
$H_2 + e$	---	$H + H^+ + 2e$	diss. Ionisation

liefern direkt die hier interessierenden neutralen H - Atome (Kap. A.I). Die dissoziative Ionisation ist in einem Energiebereich bis über 100 eV gegenüber der Dissoziation vernachlässigbar.

Die Umladung von molekularem Wasserstoff mit den Plasmaionen kann nicht vernachlässigt werden und liefert neben Neutralteilchen molekulare Wasserstoffionen H_2^+.

$H_2 + H^+$	---	$H_2^+ + H$	Umladung

$H + H^+$	$\longrightarrow H^+ + H$	Umladung	/12/	x	o	+ R1
$H + H^+$	$\longrightarrow H^+ + H^+ + e$	Proton Ionisation	/12/			+ R2
$H + H$	$\longrightarrow H + H$	elastisch	/5/			+ R3
$H + e$	$\longrightarrow H^- + h\nu$	Strahlungs Attachment	/17/			+ R4
$H + e$	$\longrightarrow H^+ + 2e$	Ionisation	/12,14,15,16/	x	o	+ R5
$H_2 + H^+$	$\longrightarrow H_2^+ + H$	Umladung	/12/	x		+ R6
$H_2 + e$	$\longrightarrow H + H + e$	Dissoziation	/12,16/	x		+ R7
$H_2 + e$	$\longrightarrow H_2^+ + 2e$	Ionisation	/12,16/	x		+ R8
$H_2 + e$	$\longrightarrow H + H^+ + 2e$	diss. Ionisation	/12,16/			+ R9
$H_2^+ + e$	$\longrightarrow H + H^+ + e$	diss. Ionisation	/12,16/	x		+ R10
$H_2^+ + e$	$\longrightarrow H^+ + H^+ + 2e$	diss. Ionisation	/12,16/			+ R11
$H_2^+ + e$	$\longrightarrow H + H$	diss. Rekombination	/12,16/			+ R12
$H^+ + e$	$\longrightarrow H(p) + h\nu$	Strahlungsrekombination	/10,12,15,16/	x		+ R13
$H(p) + e$	$\longrightarrow H(q) + e$	Elektronenstossanregung	/16/			+ R14
$H(p) + e$	$\longrightarrow H^+ + 2e$	Ionisation	/16/			+ R15

" + " Tabelle bzw. Abbildung im Anhang vorhanden
" x " Reaktion wird im Monte Carlo Verfahren berücksichtigt
" o " Reaktion wird im kinetischen Modell berücksichtigt

Tab. I.1-1 Prozesse

H_2^+ - Ionen entstehen außerdem durch direkte Ionisation von H_2 :

$$H_2 + e \quad --- \quad H_2^+ + 2e$$

Dieser Prozeß ist oberhalb einer Elektronentemperatur von etwa 15 eV effektiver als die Dissoziation.

Als Reaktionspartner für H_2^+ - Ionen sind Elektronen und Ionen bedeutend, da diese Teilchensorten in ausreichender Konzentration vorhanden sind. Die Wechselwirkung mit Ionen tritt wegen abstoßender Kräfte erst oberhalb von etwa 1 keV auf. Reaktionen mit Elektronen sind :

$$H_2^+ + e \quad --- \quad H + H^+ + e$$
$$H_2^+ + e \quad --- \quad H + H$$
$$H_2^+ + e \quad --- \quad H^+ + H^+ + 2e$$

Die ersten beiden Reaktionen laufen extrem schnell ab (vgl. Kap A.I), so daß man die letzte Reaktion vernachlässigen kann.

Verhalten von H

Atomarer Wasserstoff entsteht einerseits durch die oben genannten Dissoziationen von H_2 und H_2^+ sowie durch Neutralisation und Reflexion von Ionen an den Gefäßwänden. Die im Plasma auftretenden Reaktionen sind :

$H + H^+$	---	$H^+ + H$	Umladung
$H + e$	---	$H^+ + 2e$	Ionisation
$H + H^+$	---	$H^+ + H^+ + 2e$	Proton Ionisation
$H + H$	---	$H + H$	elastische Wechselwirkung
$H^+ + e$	---	$H^* + h\nu$	Strahlungsrekombination

Die letzten drei Reaktionen sind für das Experiment UNITOR unbedeutend, da

1) die Proton - Ionisation erst oberhalb von 1 keV Ionentemperatur vergleichbar mit der Elektron - Ionisation wird,
2) die elastische Wechselwirkung gegenüber der Umladung vernachlässigbar ist, so lange die H - Dichte kleiner als die Ionendichte ist und

3) die Strahlungsrekombination erst bei höheren Elektronendichten ab $5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} und größeren Gefäßabmessungen einen Beitrag zur Wasserstoffdichte im Plasmazentrum liefert.

Umladungsreaktionen atomaren Wasserstoffs mit schweren Verunreinigungsionen können bei UNITOR ebenfalls vernachlässigt werden (vgl. Kap. I.3).

mittlere freie Weglängen

Einen Überblick über die Bedeutung der vorliegenden Reaktionen liefern die mittleren freien Weglängen λ von H und H_2 bezüglich verschiedener Reaktionen.

$$\lambda_{H,H_2} = \frac{v_{H,H_2}}{n_e \Sigma} \quad ; \quad v_{H,H_2} = \left(\frac{2\, T_{H,H_2}}{m_{H,H_2}} \right)^{1/2}$$

Σ : Ratenkoeffizient

λ (cm)	Wandbereich	Plasmazentrum
$H_2 + e \text{ --- } H + H + e$	60.8	42.
$H_2 + e \text{ --- } H_2^+ + 2e$	90.3	3.7
$H_2 + e \text{ --- } H^+ + H + 2e$	8500.	65.
$H_2 + H^+ \text{ --- } H_2^+ + H$	2700.	34.
$H + e \text{ --- } H^+ + 2e$	380.	6.7
$H + H^+ \text{ --- } H^+ + H$	133.	6.4

Tab. I.1-2 mittlere freie Weglängen für UNITOR

Die Plasmaparameter für Tab. I.1-2 sind :
- im Wandbereich $n_i = n_e = 10^{12}$ cm^{-3}, $T_e = 10$ eV , $T_i = 5$ eV
- im Plasmazentrum $n_i = n_e = 10^{13}$ cm^{-3}, $T_e = 100$ eV , $T_i = 50$ eV ,

ferner $T_{H2} = 350$ K (vgl. Kap. I.2.5) und $T_H = 3$ eV ; dann ist $v_{H2} = 1.7\ 10^5$ cm/s und $v_H = 2.4\ 10^6$ cm/s.
(H - Atome können durch Umladungsprozesse auch höhere Geschwindigkeiten erhalten, wodurch sich die freie Weglänge vergrößert)

Aus Tab. I.1-2 geht hervor, daß im wandnahen Bereich kaum Reaktionen stattfinden. Ein Abfall der Dichte von H sowie H_2 auf den 1/e fachen Wert wird für UNITOR erst ca. 3 cm vor der Wand erreicht.

Im Pasmazentrum sind die kleinsten freien Weglängen für H_2 und H

in der gleichen Größenordnung, so daß zu erwarten ist, daß die Dichten beider Neutralteilchensorten ebenfalls in der gleichen Größenordnung liegen können.

Geschwindigkeitsverteilungen

Die Geschwindigkeitsverteilung reflektierter H - Atome und desorbierender H_2 - Moleküle wird im Zusammenhang mit den Wandprozessen in Kap. I.2 behandelt.

Die Geschwindigkeitsverteilung der H - Atome, die durch Dissoziation aus H_2 bei Elektronenstößen entstehen, sind in Abb. I.1-1 dargestellt /18/. Die Messungen wurden an metastabilen H(2s) Niveaus mit Hilfe eines Laufzeitspektrometers durchgeführt.

Deutlich sind zwei bevorzugte Energien von 0.3 und 5 eV festzustellen, die verschiedenen Dissoziationsprozessen entsprechen. Für die Rechnungen wurde eine mittlere Energie von 3 eV für diese Teilchen angenommen.

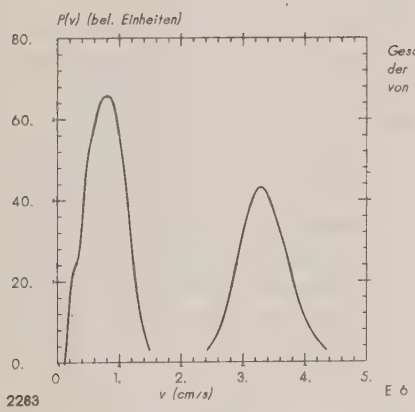


Abb. I.1-1

Geschwindigkeitsverteilung der Dissoziationsprodukte von H_2

Es gibt also folgende Quellen für H - Atome :

1) Dissoziation von H_2 (bzw. indirekt über H_2^+)
2) Rekombination von Ionen am Limiter
3) Strahlungsrekombination (erst oberhalb von $n_e = 10^{14} cm^{-3}$)

Die gesamte Reaktionskinetik ist noch einmal vereinfachend im folgenden Diagramm dargestellt:

H^* : angeregte H - Atome

H_h , H_c : hochenergetische , niederenergetische H - Atome

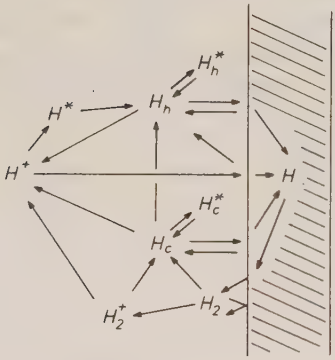


Abb. I.1- 2
Reaktionskinetik

Unter einem Limiter versteht man Teile der Wand, die durch ihre geometrische Lage direkt dem Plasma ausgesetzt sind und dadurch das Plasma räumlich begrenzen. Dadurch wird der Plasma - Wand Kontakt auf wenige Stellen reduziert, so daß die übrige Wand in wesentlich geringerem Maße durch Teilcheneinfall thermisch belastet wird. Die Limiter bestehen teilweise aus besonderen Legierungen und können im Allgemeinen bei Bedarf ausgetauscht werden.

In dem Experiment UNITOR mit seinem rechteckförmigen Gefäßquerschnitt wirken, wenn ein kreisförmiger Plasmaquerschnitt vorliegt, automatisch die äußere und die innere Wand als "toroidale" Limiter.

An diesen Limitern berühren die magnetischen Oberflächen die Wand, so daß hier zum Teil auch energiereiche Ionen (H^+) auf die Wand treffen können. Die Wechselwirkung solcher Ionen mit festen Wänden wird in verschiedenen Arbeiten theoretisch und experimentell untersucht /19-28/. So geht aus einer Untersuchung von Eckstein et al./28/ hervor, daß die Ionen fast vollständig neutralisiert werden (Abb. I.2-1). Dort wurde die Energieabhängigkeit (senkrechter Einfall der Projektile) der Ladungszustände der zurückgestreuten Teilchen bei einer 10 keV Ionenquelle untersucht. Es zeigt sich, daß der Bruchteil geladener reflektierter Teilchen zu kleineren Energien der reflektierten Teilchen stark abnimmt; bei 500 eV sind insgesamt nur noch 4% geladen (2% positiv und 2% negativ).

Der Oberflächenzustand beeinflußt das Verhalten ebenfalls /22/. Für das System H - Au bei Ionenenergien von 5keV beträgt der Anteil reflektierter Protonen (500 eV) 1% bei sauberer Oberfläche und 4% bei Kontamination. Man kann annehmen, daß die Zahl geladener reflektierter Teilchen auch dann geringer wird, wenn die Energie auftreffender Ionen niedriger ist, so daß geladene rückgestreute Teilchen vernachlässigt werden können.

In dem hier erarbeiteten Modell werden nun die Limiter als Quellen neutraler Teilchen mit Kasten- oder Lorentzprofil behandelt. Es bleibt nun zu klären, welchen Verlauf die Winkelverteilung der emittierten Teilchen besitzt.

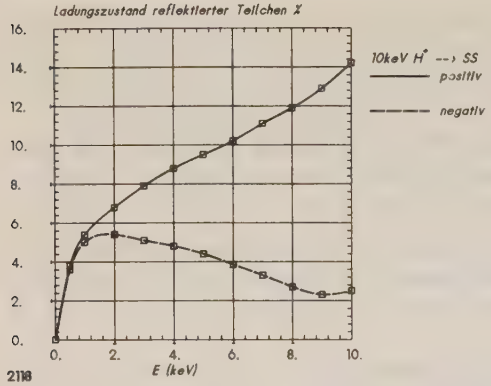


Abb. I.2-1
Ladungszustand reflektierter Teilchen /28/

In /19/ und anderen Veröffentlichungen werden Ergebnisse von Monte - Carlo Simulationen (TRIM , MARLOWE) wiedergegeben, die die Streuung von Ionen und Neutralteilchen an Festkörpern durch Einfach- und Mehrfachstöße behandeln. Dabei werden Zweierstöße der Projektile mit den Targetatomen im Festkörper betrachtet.

Beide Simulationsprogramme verwenden nur abstoßende Potentiale mit begrenzter Reichweite (Firsov). Bei jedem Stoß verliert das Projektil kinetische Energie. Dabei werden zwei verschiedene Energieverlustmodelle betrachtet: 1) Der Energieverlust ist unabhängig vom Stoßparameter (Linhard-Scharff), 2) der Energieverlust hängt vom kleinsten Abstand bei der Kollision ab (Oen - Robinson). Bei diesen Simulationen ist es unbedeutend, ob das Projektil ionisiert oder neutral ist.

Einige dieser Teilchen werden durch Stöße so umgelenkt, daß sie den Festkörper wieder verlassen können. Die mittlere Eindringtiefe beträgt einige hundert Å (z. B. 500 Å bei 8keV H -- Au /19/); dies sind große Abstände im Vergleich zu Gitterkonstanten, die im Bereich von einigen Å liegen.

Die Winkelverteilung zurückgestreuter Teilchen (senkrechter Einfall) ergibt bei den Rechnungen eine Gleichgewichtsverteilung (cos Ver.) (Abb. I.2-2) wie bei 8keV H -- Au /19/ oder 100 eV H -- Ti /26/. Die mittlere Eindringtiefe bei 100 eV H -- Ti beträgt nur noch 10 Å.

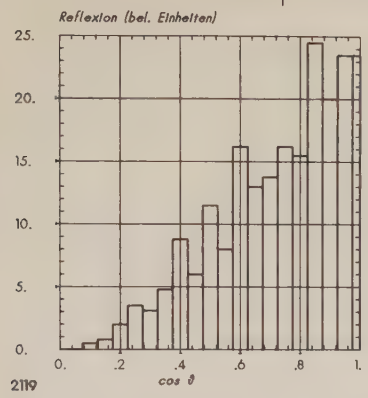


Abb. I.2-2
Winkelverteilung reflektierter Teilchen
/26/

Die dort durchgeführten Rechnungen sind jedoch nur gültig für Energien der Projektile, die oberhalb von etwa 100 eV liegen, da nur abstoßende Potentiale berücksichtigt werden. Bei kleineren Energien können anziehende Teile der Potentialkurven, die größenordnungsmäßig im Bereich von einigen eV liegen, nicht mehr vernachlässigt werden. So wird in diesen Simulationen die Betrachtung der Testteilchen bei einer Energie von 5 eV beendet. Außerdem werden für diesen Energiebereich die de Broglie Wellenlängen vergleichbar mit typischen Reichweiten der Potentiale, so daß eine Beschreibung nur noch quantenmechanisch möglich ist.

Das Modell für die Emission der Neutralteilchen ist also:

1) Die Quelle ist punktförmig (bzw. Kasten- oder Lorentzprofil)
2) Die Winkelverteilung wird nach $\cos\vartheta$ angesetzt.
3) Die Energie und die Quellstärke (Teilchen/Sekunde) werden als Parameter (aus Messungen) vorgegeben.

I.2.2 Reflexionskoeffizienten für H^+ und H (senkrechter Einfall)

Während man im Rahmen der Berechnung des Neutralteilchenverhaltens die Quelle am Limiter noch problemlos durch geeignete Randwerte beschreiben kann, so ist das Reflexionsverhalten der Neutralteilchen im gesamten Wandbereich von besonderer Bedeutung.

Messungen und Rechnungen für verschiedene Projektile und Targetatome zeigen, daß man alle Experimente und Rechnungen bezüglich des Reflexionsverhaltens annähernd durch eine einzige Kurve beschreiben kann, wenn man eine reduzierte Energie ε einführt /24,27,65/.

$$\varepsilon = 32.6 \quad \frac{M_2}{M_1+M_2} \quad \frac{E_o}{Z_1 Z_2 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2}}$$

M_1, Z_1, M_2, Z_2 : Masse und Kernladungszahl der Projektile bzw. Targetatome und E_o Energie der Projektile in keV

In Abb. I.2-3 wird eine geglättete Kurve (Eckstein et al) dargestellt, bei der sowohl Messungen als auch Rechnungen für viele verschiedene Systeme eingehen (Projektile : H,D,He ; Targetatome : C,Ti,Ni,Mo,W,Au /27/). Die gemessenen und theoretischen Werte schwanken dabei jedoch bis zu +/- 20%. Für das System H/Fe gilt : $\varepsilon = E_o(\text{keV})\ 0.386$

Ferner wurden Messungen der thermischen Desorption für Deuterium auf SS 321 in einem Energiebereich von 15-750 eV durchgeführt (Farell, Donelly /29/). Es zeigt sich, daß im Gleichgewicht der Desorptionsfluß bei konstant gehaltenem Deuteriumfluß zu höheren Energien ansteigt. Im Gleichgewicht kann angenommen werden, daß alle implantierten Teilchen als desorbierte Teilchen zurückkommen. So kann aus dieser Kurve der relative Verlauf des Reflexionskoeffizienten entnommen werden. Wenn man annimmt, daß sich Deuterium ähnlich wie Wasserstoff bezüglich der Relfexion verhält und man den Reflexionskoeffizienten bei einer Energie von 750 eV an die vorhandene Kurve anpaßt, so ergibt sich die entsprechende Kurve aus Abb. I.2-3. Die Anpassung wurde bei 750 eV durchgeführt, da bei hohen Energien der Reflexionskoeffizient gut bekannt ist.

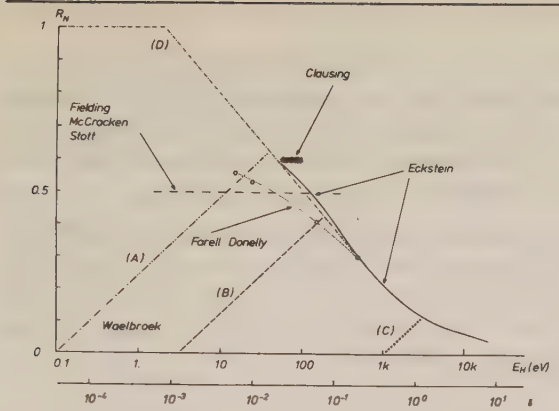


Abb. I.2-3

Teilchenreflexions-koeffizient

Aus Wasserstoff - Recycling Experimenten (Clausing /30/) ist ein Reflexionskoeffizient von R_N = 0.6 für einen Energiebereich von 50 - 100 eV gefunden worden. Eine genaue Teilchenenergie konnte in diesem Experiment nicht angegeben werden, da der Ionenfluß sowohl aus H_2^+ wie aus H^+ bestand, so daß bei einer angelegten Spannung von 100 V die Energie pro Proton 50 eV bzw. 100 eV beträgt. Dieser Wert für R_N fügt sich jedoch gut in die Ausgleichskurve der übrigen Messungen und Rechnungen ein.

In /31/ Fielding, McCracken, Stott) werden Recyclingexperimente ebenfalls gut durch einen Reflexionsfaktor von 0.5 erklärt.

Im Energiebereich unter 15 eV liegen weder Messungen noch Rechnungen für den Reflexionskoeffizienten vor. Doch gerade dieser Energiebereich ist bedeutend, da die aus der Dissoziation von H_2 entstandenen H - Atome eine Energie von ca. 3 eV besitzen.

Über den möglichen Verlauf des Reflexionskoeffizienten in diesem Bereich gibt es zwei widersprüchliche Aussagen. In /32/ wird aus Messungen des Energieakkomodationskoeffizienten argumentiert, daß bei quasithermischen Energien (0.17 eV≈ 2000 K) durch anziehende Kräfte praktisch alle auftreffenden H - Atome adsorbiert bzw. gelöst werden; der Reflexionskoeffizient also Null beträgt.

In /65/ wird beschrieben, daß für Energien unterhalb von 10 eV für das System H/Fe das abstoßende Potential zwischen den Targetatomen nicht mehr durchdrungen werden kann; dies würde einen

Reflexionskoeffizienten von 1 für diesen Energiebereich bedeuten.

In dieser Arbeit werden daher vier verschiedene in Abb. I.2-3 mit A,B,C,D bezeichneten Möglichkeiten (vgl. Kap. A.I) im Monte Carlo Verfahren betrachtet. Im kinetischen Modell wird nur ein konstanter Reflexionsfaktor von 0.5 gewählt.

Zusätzlich zum Teilchenreflexionskoeffizienten wird die Wandwechselwirkung durch einen Energiereflexionskoeffizienten R_E beschrieben /27,28/ : $R_E = \langle E \rangle / E_o \; R_N$
Dabei ist $\langle E \rangle$ die mittlere Energie zurückgestreuter Teilchen, d.h. für ein einziges Teilchen gilt im Mittel :

$$\hat{R}_E = \langle E \rangle / E_o = R_E / R_N$$

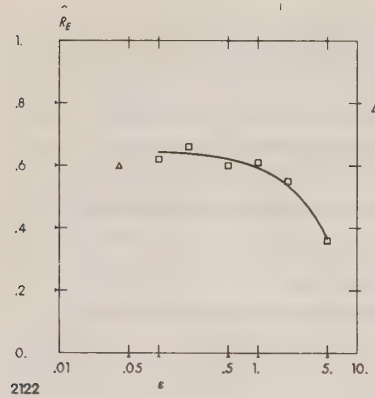


Abb. I.2-4
Energiereflexionskoeffizient

Die aus /28/ (Eckstein, Verbeek) entnommenen und auf $\hat{R}_E$ umgerechneten Werte sind in Abb. I.2-4 dargestellt. Unterhalb einer reduzierten Energie von $\varepsilon = 1$ bleibt der Wert für $\hat{R}_E$ näherungsweise konstant bei 0.6.

Aus /26/ (Oen, Robinson) kann man für 100 eV H -- FeH ebenfalls einen Energiereflexionskoeffizienten von 0.6 errechnen. Da der maximale Energieübertrag pro Stoß $4(m_H m_{Fe})/(m_H + m_{Fe})^2 = 0.07$ beträgt, werden die Teilchen erst nach vielen Stößen aus dem Festkörper wieder freigegeben. Es wird hier angenommen, daß der Wert von 0.6 auch für Energien kleiner 100 eV gültig ist.

Im letzten Kapitel sind nur Teilchen- und Energiereflexionskoeffizienten für senkrechten Einfall ($\vartheta = 0$) behandelt worden. Die Winkelabhängigkeit des Teilchen- und Energiereflexionskoeffizienten wird für Energien von 100 eV und 500 eV mit Hilfe des Simulationsprogrammes "MARLOWE" in /26/ ermittelt.

Die Winkelabhängigkeit als Funktion des Einfallswinkels $R_N(\vartheta)$ wird in Abb. I.2-5 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Winkelabhängigkeit sehr gut mit Hilfe einer cos - Verteilung dargestellt werden kann.

$$R_N(E,\vartheta) = 1 - (1-R_N(E,\vartheta=0))\cos(\vartheta)$$

Diese Abhängigkeit wird auch für kleinere Energien als gültig angenommen. Auch wenn für $R_N(\vartheta=0) = 0$ gilt, so erhält man dennoch bei streifendem Einfall eine Reflexion.

Die Umrechnung der Daten für den Energiereflexionskoeffizienten für einzelne Teilchen zeigt qualitativ den gleichen Verlauf (Abb. I.2-6) . Die Kurve verläuft jedoch für kleine Winkel wesentlich flacher und kann gut durch folgende Näherungsformel beschrieben werden :

$$\hat{R}_E(E,\vartheta) = 1 - (1-\hat{R}_E(E,\vartheta=0))\sqrt{\cos(\vartheta)}$$

Die Wandwechselwirkung wird jedoch durch Teilchen- und Energiereflexionskoeffizienten noch nicht vollständig beschrieben; die Richtung der gestreuten Teilchen bleibt noch offen.

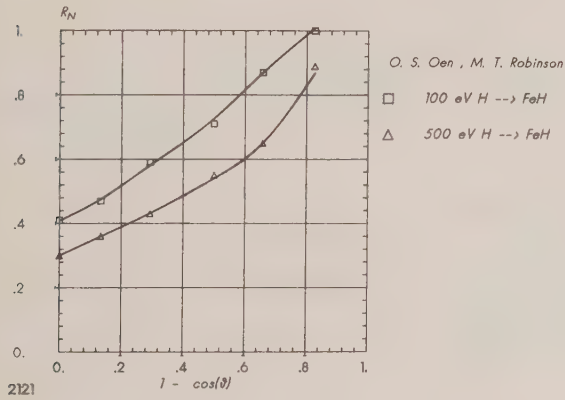


Abb. I.2-5

Winkelabhängigkeit des Teilchenreflexionskoeffizienten

Für senkrechten Einfall der Teilchen ergab sich im vergangenen Kapitel eine diffuse (cos-) Verteilung der emittierten Teilchen. Da eine Emission dieser Teilchen erst nach mehreren Stößen stattfindet, bzw. da die Wandoberfläche sehr rauh ist, sollte eine solche Verteilung auch für nicht senkrechten Einfall gültig sein.

Die Simulationen zeigen jedoch, daß die Eindringtiefe in den Festkörper und damit die Zahl der Mehrfachstöße mit geringer werdender Energie abnimmt. Damit steigt die Möglichkeit einer direkten einmaligen Reflexion an Oberflächenatomen.

Es zeigt sich, daß bei Energien von z.B. 0.15 eV /33/ (ca. 1800K) für D_2 auf Ni(111) Oberflächen Spiegelreflexion vorliegt. Die Übertragung auf das System H/Fe ist jedoch aus zwei Gründen nicht möglich :

1) D_2 Moleküle müssen vor der Adsorption eine Schwellenenergie überwinden, während dies bei dem System H/Fe nicht zutrifft /32/.
2) Die Wände in Tokamakexperimenten bestehen aus polykristallinem Material. Die Oberfläche wird außerdem durch Sputtern Blistern und Unipolarbögen /59/ zusätzlich aufgerauht.

Es wird daher angenommen, daß eine Verteilung der emittierten Teilchen gemäß der cos - Verteilung auch bei niedrigeren Energien stattfindet. Da der Reflexionskoeffizient ohnehin klein ist, wird das Neutralteilchenverhalten hierdurch kaum beeinflußt.

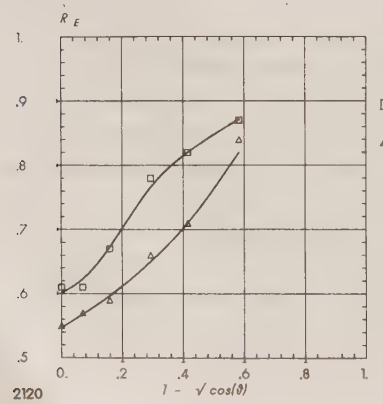


Abb. I.2-6

Winkelabhängigkeit des Energiereflexionskoeffizienten

In diesem Abschnitt wird das weitere Verhalten der Wasserstoffatome und Ionen diskutiert, die nicht zurück ins Plasma reflektiert werden. Eisen und Edelstähle besitzen die Eigenschaft, große Mengen atomaren Wasserstoffs zu speichern. Wegen der geringen räumlichen Ausdehnung der Atome ist eine Diffusion im Gitter möglich.

H - Atome diffundieren auch teilweise wieder zur Oberfläche und rekombinieren dort zu H_2 - Molekülen. In /34-36/ wird eine Gleichung hergeleitet, die die quasistätionäre Konzentration in den nahen Wandschichten aus der Flußdichte eindringender Teilchen beschreibt.

Man führt eine Diffusionskonstante D (cm^2/s) und eine phänomenologische Ratenkonstante k_r (Moleküle/Atome^2 cm^4 s) für Wasserstoffrekombination ein. Ferner wird ein Rauhigkeitsfaktor $G = S_1/S_2$ definiert, welcher das Verhältnis von realer Oberfläche zur geometrischen Oberfläche darstellt.

Aus Permeationsmessungen kann das Produkt $G\,k_r K_s$ ermittelt werden, wobei K_s (H/cm^3 $bar^{1/2}$) die Löslichkeitskonstante (Sievert's Konstante) ist. Die Diffusionskonstante D wird aus Permeationsmessungen an einer Membran bestimmt, wobei eine der beiden Oberflächen hohem Druck ausgesetzt wird. Eine nichtstationäre Permeation bei niedrigem Druck erlaubt die direkte Bestimmung von $G\,k_r$.

Im Nichtgleichgewichtsfall treten folgende Reaktionsschritte auf:

1) molekulare Adsorption und Desorption
2) Oberflächendissoziation (Quelle für H) und Rekombination
3) H - Austausch zwischen Oberfläche und den ersten Schichten des Festkörpers
4) Diffusion im Gitter

Man muß nun annehmen /36/, daß die Raten in 1) und 3) so groß sind, so daß sich für die betrachteten Zeiten von Millisekunden ein Quasigleichgewicht einstellt, d.h. die Rate für Adsorption ist gleich der Rate für Desorption usw. Die Dichte c der H - Atome im Festkörper kann dann durch eine partielle Differentialgleichung beschrieben werden.

$$\frac{\partial c(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}$$

Dabei liegt die x - Koordinate senkrecht zur Wandoberfläche (x=0); die Wand habe dabei die Dicke x_0. Die Randbedingungen werden durch Teilchenflüsse bestimmt,

$$x=0 \;:\; \Gamma_W = \Gamma_{rec} - \Gamma_{diff} \quad \Rightarrow \quad \Gamma_W = (1-R_N)\Gamma_{out} = k c^2(0) - D\left(\frac{\partial c}{\partial x}\right)_{x=0}$$

$$x=x_0 \;:\; 0 = \Gamma_{rec} + \Gamma_{diff} \quad \Rightarrow \quad 0 = k c^2(x_0) + D\left(\frac{\partial c}{\partial x}\right)_{x=x_0}$$

wobei Γ_W die Quelle für H - Atome, Γ_{rec} den Rekombinationsfluß, Γ_{diff} den Diffusionsfluß und Γ_{out} den H - Fluß zur Wand beschreibt; ferner ist $k = 2G\,k_r$.

Man führt nun einen dimensionslosen Parameter W' ein, der wiedergibt, ob das System diffusions- ($W' \gg 1$) oder rekombinationsbestimmt ist ($W' \ll 1$).

$$W' = \frac{k}{D} x_0 c_{eq} \quad , \quad c_{eq} = \sqrt{\frac{\Gamma_W}{k}}$$

Die temperaturabhängigen Konstanten werden in /35/ gegeben und sind in Kap. A.I beschrieben.

Für Wandtemperaturen von T_W = 400 K ergeben sich :

$$D = 4.6 \cdot 10^{-10}\ cm^2 s^{-1}$$

$$G\,k_r = 3.1 \cdot 10^{-25}\ \text{moleküle}\ cm^4\ \text{atome}^{-2} s^{-1}$$

Da für D und k_r die Anregungsenergien nahezu gleich sind /35/, ist das Wandverhalten im interessierenden Bereich von 300 bis 400 K temperaturunabhängig.

Für verschiedene Flüsse Γ_W , die jedoch zeitlich konstant gewählt wurden, kann numerisch das Verhältnis von Rekombinationsfluß zum Einströmfluß (R_{H2}) als Funktion der Zeit bestimmt werden /54/ (Abb. I.2-7).

$$R_{H2}(t) = \frac{\Gamma_{rec}(t)}{\Gamma_W}$$

Ähnliche Kurven werden auch von Erents und McCracken /37/ für ein einfacheres Modell gewonnen.

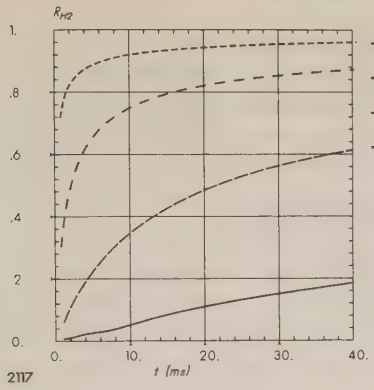


Abb. I.2-7

zeitlicher Verlauf der Wahrscheinlichkeit für Rekombination

R_{H2} kann man dann auch als Wahrscheinlichkeit dafür auffassen, daß ein implantiertes Wasserstoffatom als "halbes" Wasserstoffmolekül rekombiniert und desorbiert.

Rechnungen zeigen, daß für Zeiten von 10^{-2} ms bis 10^{2} s und für Flüsse von 10^{14} $cm^{-2}s^{-1}$ bis 10^{19} $cm^{-2}s^{-1}$ R_{H2} mit der Größe $\beta = t\Gamma_w$ skaliert : $R_{H2} = f(\beta)$.

Abschätzungen für das Experiment UNITOR zeigen, daß der Teilchenfluß an einem toroidalen Limiter zwischen 10^{18} und $5 \cdot 10^{18}$ $cm^{-2}s^{-1}$ liegt. Es ergibt sich dann bereits für t = 2 ms und $\Gamma_w = 10^{18} cm^{-2}s^{-1}$ eine Rekombinationswahrscheinlichkeit R_{H2} von 0.8 , so daß hier fast totales Recycling auftritt. An der übrigen Wand liegen die Flüsse zwischen 10^{17} und $2 \cdot 10^{17}$ $cm^{-2}s^{-1}$; diese Bereiche wirken als effektive Pumpe für Wasserstoff.

Für das Experiment UNITOR nehmen die Elektronendichte und die Teilchenflüsse etwa proportional zu $\exp(-t/\tau)$ ab. Entsprechende Rechnungen für $\Gamma_w = \Gamma_o \exp(-t/\tau)$ werden in Abb. I.2-8 gezeigt.

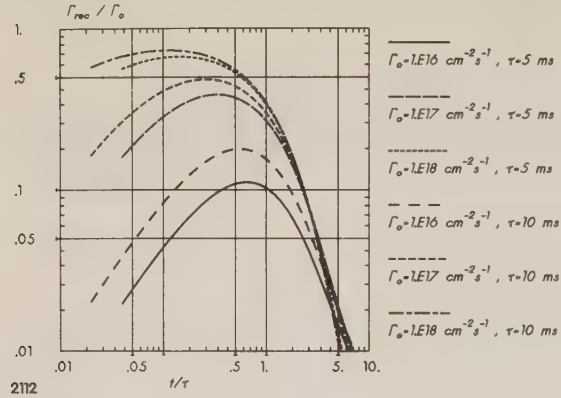


Abb. I.2-8

Wahrscheinlichkeit für Rekombination

Die Maxima in Abb. I.2-8 verschieben sich für höhere Flüsse zu kleineren Zeiten. Diese Zeiten t_{max} sind in Tab. I.2-1 aufgelistet .

Γ_o \ τ	5 ms	10 ms
10^{16} $cm^{-2}s^{-1}$	3.1 ms	5.4 ms
10^{17} $cm^{-2}s^{-1}$	1.6 ms	2.6 ms
10^{18} $cm^{-2}s^{-1}$	0.8 ms	1.3 ms

Tab. I.2-1

Die Rate für induzierte Desorption ist proportional zum einfallenden Fluß und der Wasserstoffkonzentration im Wandmaterial nahe der Oberfläche /63/.

$$\Gamma_{iD} = \int_0^\infty c(x)\,\Gamma_w(x)\,\sigma_d\,dx \approx A \cdot \Gamma_w \cdot c(0)$$

mit $\sigma_d \approx 10^{-17} cm^2$ und $A \approx 10^{-24}\ cm^3$

Für Dichten $c(o) \approx 10^{20} cm^{-3}$ wird $\Gamma_{iD} / \Gamma_w \approx 10^{-4}$. Da der Rekombinationsfluß für die im Experiment relevanten Zeiten und Teilchenflüsse in der Größenordnung des eintreffenden Flusses Γ_w liegt, so kann die induzierte Desorption gegenüber der Rekombination ebenfalls vernachlässigt werden.

I.2.5 Winkel- und Energieabhängigkeit desorbierender H_2 Molek.

In /38/ und /39/ werden die Winkelverteilungen desorbierender Teilchen gemessen. Experimentell wird dies erreicht, indem Wasserstoff durch eine dünne Membran diffundiert und ins Vakuum desorbiert. Es ergeben sich Winkelverteilungen für den Fluß, die in Richtung zur Normalen (ϑ=0) stark gerichtet sind. Die Messungen ergeben eine Verteilung proportional zu $\cos^4$ für Edelstahl SS304 bei einer Festkörpertemperatur von 1180 K (Abb. I.2-9).

Aus einer anderen Arbeit /29/ geht hervor, daß die desorbierenden HD und D_2 Moleküle eine Temperatur von 350 K besitzen. Dieser Wert ist unabhängig von der Energie (25-750 eV/atom) und vom Fluß auftreffender Teilchen. Für Edelstähle, die einen hohen

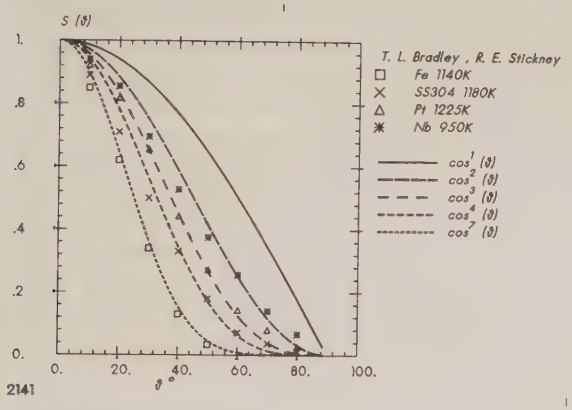


Abb. I.2-9
Winkelverteilung desorbierender H_2 - Moleküle

Ti - Gehalt besitzen, zeigen sich noch weitere Maxima bei 830 und 1030 K.

I.2.6 Das Verhalten von H_2 - Molekülen an den Gefäßwänden

Nicht alle desorbierten H_2 - Moleküle werden sofort durch Elektronenstoß ionisiert oder dissoziiert. Insbesondere in den nahezu plasmafreien Limiterschatten, die bei einem rechteckförmigen Gefäßquerschnitt relativ groß sind, gelangt ein Teil der Moleküle ohne Wechselwirkung mit dem Plasma auf eine andere Wand.
Aus dem Sievert'schen Gesetz läßt sich jedoch abschätzen, daß die Wahrscheinlichkeit für ein einzelnes Molekül, welches auf die Wand trifft, zu dissoziieren, wesentlich kleiner als 1 ist.

Bei den hier vorliegenden thermischen Energien der Moleküle findet jedoch eine totale Akkomodation statt (Quasigleichgewicht), die Moleküle adsorbieren und desorbieren kurzfristig.

Wie man aus Gleichgewichtsbetrachtungen /40,41/ entnehmen kann, ist die Winkelverteilung solcher Moleküle diffus.

Verunreinigungen, d.h. alle Elemente mit Ausnahme von Wasserstoff bzw. Deuterium, Tritium und Helium bei Fusionsplasmen, entstehen im Wandbereich /21,42/ durch Sputtern von Wandmaterial und Oberflächenbedeckungen sowie durch Abdampfen in Unipolarbögen. Das Neutralteilchenverhalten kann durch Verunreinigungen bei Umladungsreaktionen beeinflußt werden.

$$X^{q+} + H(1s) \text{ --- } X^{(q-1)+} + H^{+}$$

Ryufuku und Watanabe /43/ haben für solche Prozesse eine universale Kurve des skalierten Wirkungsquerschnittes $\tilde{\sigma}$ $(=\sigma/q^{1.07})$ als Funktion einer skalierten Energie $\tilde{E}$ $(=E/q^{0.464})$ vorgeschlagen (Abb. I.3-1)

Die Energieskalierung kann physikalisch interpretiert werden als Änderung der effektiven Ladung, die ein Elektron im Augenblick des Überganges sieht. Für $E \geq 20$ keV liegen experimentelle Werte vor, die dem Skalierungsgesetz gut folgen. Für kleinere Energien existieren Theorien, deren Ergebnisse schwanken, jedoch innerhalb eines Faktors 2 an der vorgeschlagenen Universalkurve liegen.

Die Verunreinigungen bei UNITOR entstehen fast ausschließlich im Limiterbereich. Beobachtet werden im sichtbaren Spektralbereich nur C, O und Cr. Durch Vergleich von Cr^{I} - Linien mit Resultaten aus einem einfachen Driftmodell lassen sich Driftgeschwindigkeiten von 10^{6} cm/s und Dichten von 10^{9} cm^{-3} von

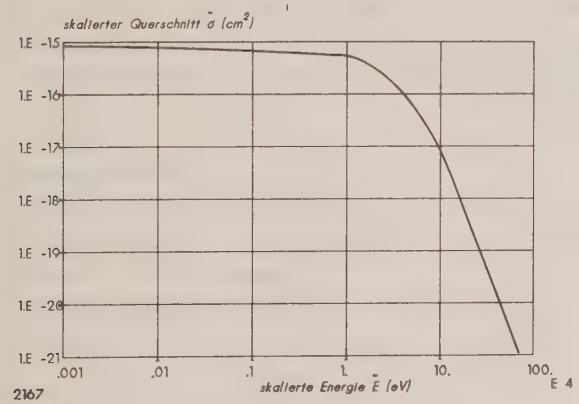


Abb. I.3-1

Universelle Kurve für Umladungsreaktionen mit H

neutralem Chrom in Limiternähe ableiten. Diese Werte sind jedoch nur bis auf einen Faktor 2 bis 3 gesichert, da der Elektronendichteverlauf und der Elektronentemperaturverlauf in Wandnähe nicht genau bekannt sind.

Als Mechanismen zur Freisetzung dieser Verunreinigungen sind Unipolarbögen /59/ und Sputtern durch Ionen und Neutralteilchen /42/ denkbar. Nimmt man einmal als Ursache Sputtern an (Sputterausbeute $Y = 10^{-3}$ bei 50 eV H^+ - Ionen), so ergeben sich aus den Ionenflüssen am Limiter von 10^{18} $cm^{-2}s^{-1}$ tatsächlich die gemessenen Cr - Flüsse von ca. 10^{15} $cm^{-2}s^{-1}$.

Die Dichten von ionisiertem Chrom im Plasmainneren wurden zu 10^{11} cm^{-3} ermittelt /58/.

Geht man von einer maximalen Verunreinigungskonzentration von $n_x = 10^{11}$ cm^{-3} aus, so ergibt sich bei einer maximal auftretenden Ionisierung von q=4 /58/ : $\tilde{E} = 52$ eV , $\tilde{\sigma}(\tilde{E}) = 10^{-15} cm^2$, $\sigma = 4.4 \cdot 10^{-15}$ cm^2 (mit $T_H \leqq 100$ eV , $n_i = 5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}). Daraus folgt, daß eine Umladung der H - Atome mit den Verunreinigungen gegenüber einer Umladung mit H^+ - Ionen vernachlässigt werden kann; das Verhältnis der Reaktionsraten mit den oben genannten Werten beträgt nur $2.7 \cdot 10^{-3}$.

Der Umladungsprozeß kann jedoch bei großen Tokamakmaschinen zu erheblichen Verlusten von neutralem Wasserstoff führen, denn aus den Skalierungsgesetzen folgt :

1) Das Maximum der Querschnitte verschiebt sich mit wachsender Ladungszahl zu höheren Energien
2) Die Absolutwerte der Querschnitte steigen ebenfalls mit wachsender Ladungszahl an.

Bei dem Experiment UNITOR handelt es sich um einen im Vergleich zu JET /45/ und TEXTOR /46/ kleinen Tokamak. Die maximal erreichbaren Teilchendichten, Teilchenenergien, Einschlußzeiten und auch die Pulsdauer sind relativ gering.
(ausführliche Beschreibung in /47/)

Die hier erreichten Plasmaparameter (Tab. I.4-1) liegen jedoch bei großen Tokamakexperimenten im Wandbereich vor, so daß an UNITOR die Plasma - Wand Wechselwirkung studiert werden kann.

Geometrie

großer Radius	$R = 30$ cm
kleiner Radius	$a = 10$ cm
Aspektverhältnis	$\varepsilon = 0.33$
Torushöhe	$b = 25$ cm
Volumen	$V = 9.42 \cdot 10^{4}$ cm^3
innere Oberfläche	$A = 1.7 \cdot 10^{4}$ cm^2

Betriebsparameter

toroidales Magnetfeld	$B_t = 1.4$ T
poloidales Magnetfeld	$B_p \leqq 0.08$ T
Plasmastrom	$I_p \leqq 50$ kA
Sicherheitsfaktor	$q \cong 5.8$
Pulsdauer	$\tau_p = 60$ ms
ß	$\beta = 2 \cdot 10^{-4}$
poloidales ß	$\beta_p = 6.3 \cdot 10^{-2}$
Energie Toroidalfeldbank	$E_{TF} = 150$ kJ
Energie OH Bank	$E_{OH} = 90$ kJ
Wasserstoff Fülldruck	$p_{H2} = 8.7\text{-}10 \cdot 10^{-4}$ mbar

Plasmaparameter

zentrale Elektronendichte	$n_{eo} \leqq 3 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}
zentrale Elektronentemperatur	$T_{eo} \leqq 150$ eV
zentrale Ionentemperatur	$T_{io} \leqq 50$ eV
zentrale Wasserstoffdichte	$n_{Ho} = 7 \cdot 10^{10}$ cm^{-3}
Umfangsspannung	$U_{lp} = 1$ V

im Plasma umgesetzte Leistung	$P_{pl} \cong 40$ kJ/s
Leistungsverlust durch Neutralteil.	$P_H \cong 3.5$ kJ/s
Stromdichte	$j \cong 80$ A cm^{-2}
toroidales E - Feld	$E_t \cong 5$ mV/cm
Debye Radius (T_e=150eV , n_e=10^{13}cm^{-3})	$r_D = 2.9 \cdot 10^{-3}$ cm
Plasmafrequenz (n_e=10^{13}cm^{-3})	$\omega_p = 1.7 \cdot 10^{11}$ s^{-1}
Larmor Radius e (B=1.5T, E(e)=150eV)	$r_{Le} = 2.7 \cdot 10^{-3}$ cm
Larmor Radius H^+ (-"-)	$r_{Li} = 6.8 \cdot 10^{-2}$ cm
Umladungsrate H -- H^+ (40-100eV)	$^{cx}\Sigma = 4 \cdot 10^{-8}$ cm^{3}s^{-1}
Ionisierungsrate H (60-250eV)	$^{ie}\Sigma = 3 \cdot 10^{-8}$ cm^{3}s^{-1}
Neutralteilchengeschwindigkeit (50eV)	$v_H = 10^7$ cm/s
freie Weglänge für H (T_e=150eV, n_e=10^{13}cm^{-3},50eV)	$\lambda_H = 20$ cm
Driftgeschwindigkeit Elektronen ∥ B	$v_{ed} = 5 \cdot 10^7$ cm/s
therm. Elektronengeschw.	$v_e = 8 \cdot 10^8$ cm/s
Teilchenverlustzeit	$\tau_{net} = 4 - 10$ ms
Teilcheneinschlußzeit	$\tau_L = 1$ ms

Wandbedingungen

Diffusionsgeschwindigkeit H (Limiter)		$\bar{v}_H \cong 2 \cdot 10^6$cm/s
Flüsse auf den Limiter		$\Gamma_L \leq 2 \cdot 10^{18}$ cm^{-2}s^{-1}
Wasserstoffdichte am Limiter		$n_{HL} = 10^{12}$ cm^{-3}
Flüsse auf die Wand		$\Gamma_w = 10^{17} - 2 \cdot 10^{17}$cm^{-2}s^{-1}
Sputterausbeute	T_i = 20 eV	Y = 10^{-4} Atome/Ion
(H^+ -- SS316 /42/)	T_i = 50 eV	Y = 10^{-3} Atome /Ion

Verunreinigungsfluß am Limiter Cr	$\Gamma_{cr} = 10^{15}$ cm^{-2}s^{-1}
Driftgeschwindigkeit Cr	$v_{cr} = 10^6$cm/s
Teilchenreflexionskoeffizient (H/H^+)	$R_N = 0.6$
Energiereflexionskoeffizient (H/H^+)	$\hat{R}_E = 0.6$
effektive Limiteroberfläche	$A_L = 1000$ cm^2
Wasserstoffkonzentration in der Wand	$c(0) = 10^{20}$ cm^{-3}

Tab. I.4-1

II. Das kinetische Modell

II.1 Die Boltzmanngleichung für Neutralteilchen

Die Grundlage für das kinetische Modell bildet die Boltzmanngleichung für neutrale Wasserstoffatome :

$$\frac{\partial f_H}{\partial t} + \underline{v} \cdot \nabla_r f_H = -\int |\underline{v}-\underline{v}'|\, \sigma_{ie} f_e(\underline{v}')\, d^3\underline{v}'\, f_H(\underline{v}) \qquad \text{(Elektron Ionisierung)}$$

$$-\int |\underline{v}-\underline{v}'|\, \sigma_{ii} f_i(\underline{v}')\, d^3\underline{v}'\, f_H(\underline{v}) \qquad \text{(Proton Ionisierung)}$$

$$+\int |\underline{v}-\underline{v}'|\, \sigma_{cx} [f_H(\underline{v}') f_i(\underline{v}) - f_H(\underline{v}) f_i(\underline{v}')]\, d^3\underline{v}' \qquad \text{(Umladung)}$$

$$+\int |\underline{v}-\underline{v}'|\, \sigma_r f_e(\underline{v}') f_i(\underline{v})\, d^3\underline{v}' \qquad \text{(Strahlungsrekombination)}$$

(II.1-1)

Hierbei sind σ_{ie}, σ_{ii}, σ_{cx} und σ_r die Wirkungsquerschnitte für Elektron - Ionisierung, Proton - Ionisierung, Umladung und Strahlungsrekombination.

f_H , f_e , f_i Verteilungsfunktion für Neutralteilchen, Elektronen und Ionen

Ohne die folgenden Vereinfachungen ist die oben angegebene Boltzmanngleichung nicht lösbar.

1) Die Elektronen- und Ionenverteilungsfunktion f_e und f_i werden als Maxwellverteilung angesetzt. Diese Annahme ist im Plasma bis im Abstand eines Ionenlarmorradius von der Wand gut bestätigt /48/. Im Wandbereich, wo Abweichungen von dieser Verteilung auftreten, ist die Elektronendichte sowie die Temperaturen so gering, daß das Neutralteilchenverhalten nicht beeinflußt wird.

2) Die Verlustrate durch Elektron - Ionisation kann unter der Annahme einer Maxwellverteilung für f_e ausgewertet werden

$$^{ie}\Sigma_{\cdot} = \int v_r \sigma_{ie}(v_r) f_e(\underline{v}')\, d^3\underline{v}'$$

Dabei ist v_r die Relativgeschwindigkeit

$$v_r = |\underline{v}-\underline{v}'| = (v^2 + v'^2 - 2vv'\cos\vartheta)^{1/2} = v'\left(1 + \left(\frac{v}{v'}\right)^2 - 2\,\frac{v}{v'}\cos\vartheta\right)^{1/2}$$

Da die Masse der Elektronen wesentlich geringer ist als die Masse der Neutralteilchen, gilt :

$$\frac{v}{v'} \ll 1$$

Die Integration kann dann numerisch durchgeführt werden. Eine analytische Näherungsformel für den Ratenkoeffizienten $^{ie}\Sigma(T_e)$ wird von Düchs /8/ Anhang A.I angegeben.

3) Die Proton Ionisierung wird für das Experiment UNITOR vernachlässigt, da die experimentellen Ionentemperaturen unterhalb von 100 eV liegen, die Proton Ionisierung jedoch erst oberhalb von etwa 1keV stattfindet.

4) Der im dritten Integralausdruck auftretende Faktor

$$|\underline{v}-\underline{v}'|\,\sigma_{cx}(|\underline{v}-\underline{v}'|) = {}^{cx}\Sigma$$

hängt im Energiebereich bis etwa 10 keV nur schwach von der Relativgeschwindigkeit ab und wird daher durch die Konstante $^{cx}\Sigma$ approximiert. Man erhält dann für diesen Term :

$$\int |\underline{v}-\underline{v}'|\,\sigma_{cx}\left\{f_H(\underline{v}')\,f_i(\underline{v}) - f_H(\underline{v})\,f_i(\underline{v}')\right\} d^3\underline{v}' = {}^{cx}\Sigma\; f_i(\underline{v})\; n_H - {}^{cx}\Sigma\; f_H(\underline{v})\, n_e \qquad (II.1\text{-}2)$$

Dabei ist: $n_H = \int f_H(\underline{v}')\, d^3\underline{v}'$ die Neutralteilchendichte

$n_e = n_i = \int f_i(\underline{v}')\, d^3\underline{v}'$ die Elektronen- bzw. Ionendichte (Quasineutralität)

5) Es wird nur eine stationäre Lösung gesucht.

$$\frac{\partial f_H}{\partial t} \equiv 0$$

Diese Bedingung ist gerechtfertigt, da die Randwerte und die Randbedingungen quasistationär sind,

und das Hintergrundplasma (Ionen, Elektronen) Zeitkonstanten im ms - Bereich und größer aufweist, während die typische Zeitkonstante bei Umladung τ_{cx} bei 10^{-5} s liegt.

$$\tau_{cx} \approx \left({}^{cx}\Sigma\, n_i \right)^{-1} \approx \left(10^{-8}\,\frac{cm^3}{s} \cdot 10^{13} cm^{-3} \right)^{-1} \approx 10^{-5} s$$

6) Das im Institut durchgeführte Tokamak - Experiment UNITOR besitzt einen rechtwinkligen Gefäßquerschnitt, so daß besonders im Hinblick auf Randwerte und Randbedingungen keine Zylindergeometrie des Problems vorliegt. Nur eine vierdimensionale Beschreibung in kartesischen Koordinaten (zwei Orts- und zwei Geschwindigkeitskoordinaten x, y, v_x, v_y) ermöglicht eine adäquate Beschreibung des Experimentes, so daß kein in der Literatur beschriebenes Verfahren hier angewandt werden kann.

Es ergibt sich schließlich folgende vereinfachte Boltzmanngleichung :

$$v_x \frac{\partial f_H}{\partial x} + v_y \frac{\partial f_H}{\partial y} = -n_e(x,y)\left\{ {}^{ie}\Sigma\left(T_e(x,y)\right) + {}^{cx}\Sigma \right\} f_H(x,y,v_x,v_y) \qquad \text{(II.1-3)}$$

$$+ \left({}^{cx}\Sigma \cdot n_H(x,y) + {}^{R}\Sigma\left(T_e(x,y)\right) \cdot n_e(x,y) \right) \cdot f_i(x,y,v_x,v_y)$$

mit :

$$n_H(x,y) = \iint f_H(x,y,v_x,v_y)\, dv_x\, dv_y$$

$$n_i(x,y) = \iint f_i(x,y,v_x,v_y)\, dv_x\, dv_y = n_i \iint \tilde{f}_i(x,y,v_x,v_y)\, dv_x\, dv_y$$

$\tilde{f}_i$. normierte Verteilungsfunktion

Dies ist eine partielle Integro - Differentialgleichung für f_H da auf der rechten Seite auch das Integral von f_H als Dichte auftritt. Die Orts- und Geschwindigkeitskoordinaten sind jedoch insofern entkoppelt, daß nur partielle Ableitungen nach den Ortskoordinaten auftreten.

Die Boltzmanngleichung ist dann von der Form

$$v_x \frac{\partial f_H}{\partial x} + v_y \frac{\partial f_H}{\partial y} = -a(x,y) \cdot f_H + d(x,y,v_x,v_y) \qquad \text{(II.1-4)}$$

Die Funktion d ist dann abhängig von allen vier Koordinaten, während a nur ortsabhängig ist.

Die Gleichung wird mit dem Charakteristiken - Verfahren zunächst so behandelt, als ob v_x und v_y feste Parameter wären. Die Verteilungsfunktion f_H wird dann aufgefaßt als eine Funktion einer Variablen t.

$$f_H = f_H(x(t), y(t), v_x, v_y)$$

Die totale Ableitung nach t lautet dann :

$$\frac{df_H}{dt} = \frac{\partial f_H}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial f_H}{\partial y} \cdot \frac{dy}{dt}$$

Ein Vergleich mit der ursprünglichen Gleichung liefert sofort:

$$\frac{dx}{dt} = v_x \quad , \quad \frac{dy}{dt} = v_y \quad , \quad \frac{df_H}{dt} = -a(t) \cdot f_H(t) + d(t)$$

Die Koeffizienten a und d sind dann ebenfalls Funktionen von t.

$$a(x(t), y(t)) = a(t)$$

Das Differentialgleichungssystem für f_H , x und y kann analytisch gelöst werden.

$$f_H(t) = f_{H0} \cdot \exp\left\{-\int_0^t a(\rho)\,d\rho\right\} + \int_0^t d(q) \exp\left\{-\int_q^t a(\rho)\,d\rho\right\} dq \qquad \text{(II.1-5)}$$

$$x(t) = v_x \cdot t + x_0$$

$$y(t) = v_y \cdot t + y_0$$

mit $f_{H0} = f_H(t=0)$, $x_0 = x(t=0)$, $y_0 = y(t=0)$

Der Parameter t hat hierbei die Bedeutung einer Zeit, x(t) und y(t) stellen die Bahnkurve von Teilchen dar, welche eine Geschwindigkeit v_x , v_y besitzen.

x_0 , y_0 und f_{H0} stellen nun Anfangswerte zu einer Zeit $t_0 = 0$ dar. Es ist nun sinnvoll für x_0 , y_0 Koordinaten des Randes (der Wand) zu wählen, so daß f_{H0} die Bedeutung eines Randwertes erhält. Dieser Randwert kann in Form einer Maxwellverteilung für Franck - Condon Atome angegeben werden.

Diese Betrachtung beschreibt das Problem noch nicht vollständig, da zwei Koordinaten x, y auf eine Koordinate t reduziert werden. Gesucht ist eine bijektive Abbildung von (x,y) in (s,t) , so daß sich f_H dennoch als totales Differential von t schreiben läßt. Die hier durchgeführte Betrachtung wird sich jedoch bei der Durchführung des Monte Carlo Verfahrens als nützlich erweisen.

Für jeden Punkt (x,y) des gesamten Querschnittes muß nun eine Charakteristik C und ein zugehöriger Anfangspunkt auf dem Rand gefunden werden. Das bedeutet, daß die Koordinaten x_o, y_o des Randes eine Funktion des neu einzuführenden Parameters s sein müssen. Dabei muß darauf geachtet werden, daß durch jeden Punkt x,y nur eine Charakteristik führt.

An dieser Stelle muß nun auch beachtet werden, daß die Charakteristiken abhängig sind von den beiden Parametern v_x und v_y so daß der zugehörige Randpunkt eine Funktion von x,y, v_x und v_y ist. Eine geschlossene Darstellung $(s,t) = F(x,y,v_x,v_y)$ ist daher nicht möglich. Entsprechend den vier Wänden des Gefäßquerschnittes ergeben sich vier unterschiedliche Darstellungen. (siehe Abb. II.1-1)

In diesem Beispiel ergibt sich für den Punkt (x,y) eine Charakteristik ($v_x < 0$, $v_y < 0$) , bei der die Anfangswerte (x_o, y_o) auf Rand 1 liegen, während für den Punkt (x',y') bei gleichen Geschwindigkeiten die Anfangswerte von Rand 2 genommen werden müssen.

Je nach Schnittpunkt der Charakteristik mit einer Wand ergibt sich eine der vier Transformationen :

(1) rechter Rand (II.1-6)

$$\left.\begin{aligned} x &= t v_x + \hat{x} \\ y &= t v_y + s \end{aligned}\right\} \Rightarrow \begin{aligned} s &= y - \frac{v_y}{v_x}(x-\hat{x}) \\ t &= \frac{1}{v_x}(x-\hat{x}) \\ s &\in [-\hat{y}, \hat{y}] \end{aligned}$$

(2) oberer Rand

$$\left.\begin{aligned} x &= t v_x - s \\ y &= t v_y + \hat{y} \end{aligned}\right\} \Rightarrow \begin{aligned} s &= -x + \frac{v_x}{v_y}(y-\hat{y}) \\ t &= \frac{1}{v_y}(y-\hat{y}) \\ s &\in [-\hat{x}, \hat{x}] \end{aligned}$$

(3) linker Rand

$$\left.\begin{aligned} x &= t v_x - \hat{x} \\ y &= t v_y - s \end{aligned}\right\} \Rightarrow \begin{aligned} s &= -y + \frac{v_y}{v_x}(x+\hat{x}) \\ t &= \frac{1}{v_x}(x+\hat{x}) \\ s &\in [-\hat{y}, \hat{y}] \end{aligned}$$

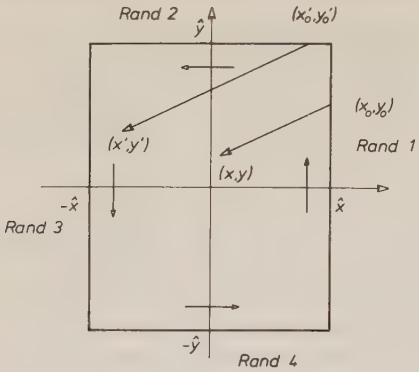


Abb. II.1-1

Charakteristiken-verfahren

(4) unterer Rand

$$\left.\begin{aligned} x &= t\,v_x + s \\ y &= t\,v_y - \hat{y} \end{aligned}\right\} \Rightarrow \quad \begin{aligned} s &= x - \frac{v_x}{v_y}(y+\hat{y}) \\ t &= \frac{1}{v_y}\quad (y+\hat{y}) \\ s &\in [-\hat{x},\hat{x}] \end{aligned}$$

Dabei wurde die Orientierung der Randkurven im mathematisch positivem Sinn gewählt (Pfeile in der Abb. II.1-1). Die Orientierung ist die Richtung, in der sich ein Randpunkt bei größer werdendem s und t = 0 verschiebt.

Die Koeffizienten a und d sind nun Funktionen von s und t.

$$a = a(s\,,\,t) \qquad ; \qquad d = d(s\,,\,t)$$

Für a gilt dann beispielsweise :

$$a(s,t) = n_e(x(s,t),y(s,t)) \cdot {}^{ie}\sum \left(T_e(x(s,t),y(s,t)) \right) \qquad \text{(II.1-7)}$$

Gleichung (II.1-5) lautet nun :

$$\begin{aligned} f_H(s,t) &= f_H\left(s(x,y),t(x,y)\right) \\ &= f_H(s,t=0)\,\exp\left\{-\int_0^t a(s,\rho)\,d\rho\right\} \\ &+ \int_0^t \left[n_H(s,q)\cdot b(s,q) + c(s,q)\right]\,\exp\left\{-\int_q^t a(s,\rho)\,d\rho\right\} dq \end{aligned}$$

Dabei taucht ein Absorptionsterm durch Umladung und Ionisierung auf :

$$B(s,t_1,t_2) := \exp\left\{-\int_{t_1}^{t_2} a(s,\rho)\,d\rho\right\} \qquad \text{(II.1-8)}$$

$$\Rightarrow \quad f_H(s,t) = f_H(s,t=0)\cdot A(s,0,t) + \int_0^t [n_H(s,q)\,b(s,q) + c(s,q)]\,A(s,q,t)\,dq$$

$$= f_H(s,t=0)\cdot A(s,0,t) + \int_0^t c(s,q)\,A(s,q,t)\,dq + \int_0^t n_H(s,q)\,b(s,q)\,A(s,q,t)\,dq \qquad \text{(II.1-9)}$$

Der erste Term der so erhaltenen Gleichung beschreibt, wie die von einer Wand kommenden Teilchen durch Ionisation und Umladung absorbiert werden. Der zweite Term beschreibt die Erzeugung und Vernichtung von strahlungsrekombinierten Teilchen und der dritte Term berechnet die durch Umladung erzeugten und durch Umladung und Ionisation vernichteten Teilchen.

Im eindimensionalen Fall (Kim /5/ , Dnestrovski /10 /) konnte man eine Integralgleichung für die Dichte erhalten mit maximal Zweifachintegralen, während hier eine Integralgleichung für die Verteilungsfunktion mit einem Dreifachintegral auftritt.

Eine Lösung dieser Gleichung mit Hilfe eines Diskretisierungsverfahrens ist nicht möglich. Wählt man beispielsweise in den Ortskoordinaten jeweils 10 Stützpunkte und in den beiden Geschwindigkeitskoordinaten jeweils 16 Stützpunkte, so müßte man einen Lösungsvektor finden, der 25 600 Elemente besitzt.

Die einzige Lösungsmöglichkeit besteht in der Anwendung eines Iterationsprozesses. Als Startwert für die Verteilungsfunktion wird gewählt :

$$f_H^{(0)} = 0 \qquad \Rightarrow \quad n_H^{(0)} = 0$$

Man erhält dann nach dem ersten Iterationsschritt :

$$f_H^{(1)}(s(x,y),t(x,y)) = f_H^{(0,w)}(s,t=0)\,A(s,0,t) + \int_0^t c(s,q)\,A(s,q,t)\,dq \qquad \text{(II.1-10)}$$

Dabei bedeutet $f_H^{(0,w)}(s,t=0)$ den Randwert der Verteilungsfunktion. (Desorption bzw. Rekombination am Limiter)
Die Dichte nach dem ersten Iterationsschritt lautet dann:

$$n_H^{(1)} = \iint f_H^{(1)}(v_x,v_y)\,dv_x\,dv_y \qquad \text{(II.1-11)}$$

Der zweite Iterationsschritt liefert :

$$f_H^{(2)'} = f_H^{(0,W)}(s,t=0)\,A(s,0,t) + \int_0^t c(s,q)\,A(s,q,t)\,dq + \int_0^t n_H^{(1)}(s,q)\,b(s,q)\,A(s,q,t)\,dq$$

$$= f_H^{(1)} + \int_0^t n_H^{(1)}(s,q)\,b(s,q)\,A(s,q,t)\,dq = f_H^{(1)} + f_H^{(2)}$$

Die Dichte ergibt sich dann wie oben zu :

$$n_H^{(2)'} = \iint f_H^{(2)'}(v_x,v_y)\,dv_x dv_y = n_H^{(1)} + \iint f_H^{(2)}\,dv_x dv_y = n_H^{(1)} + n_H^{(2)}$$

Das Verfahren liefert eine Reihenentwicklung für die Dichte

$$n_H = \sum_{i=1}^{\infty} n_H^{(i)} \qquad \text{(II.1-12)}$$

$$\text{mit} \quad n_H^{(i)} = \iint f_H^{(i)}\,dv_x\,dv_y \quad \text{und} \quad f_H^{(i+1)} = \int_0^t n_H^{(i)}(s,q)\,b(s,q)\,A(s,q,t)\,dq$$

Die Konvergenz ist gewährleistet, da Gleichung (II.1-12) Teilchen beschreibt, die aus einer Umladung hervorgegangen sind und erneut durch den Term A(s,q,t) durch Ionisation und Umladung absorbiert werden. Teilchen, die dabei ionisiert werden, tauchen nicht mehr als Quelle bei einem folgenden Iterationsschritt auf.

Die Dichte $n_H^{(i)}$ der Reihe beschreibt daher Teilchen, die (i-1) mal umgeladen wurden. Die Reihe konvergiert daher mit β^i

wobei :
$$\beta \approx \frac{\langle {}^{cx}\Sigma \rangle}{\langle {}^{cx}\Sigma + {}^{ie}\Sigma \rangle} \qquad \text{(II.1-13)}$$

Die hier beschriebene Lösung geht davon aus, daß alle Teilchen, die auf die Wand treffen, auch absorbiert werden, da nur Randwerte vorgegeben wurden. Die vorher beschriebenen Wandprozesse liefern jedoch Randbedingungen, d.h. die Verteilungsfunktion der einlaufenden und der auslaufenden Teilchen ist miteinander durch eine Operation R verknüpft.

$$f_H^{IN}(s,t=0) = f_H^{(0,W)}(s,t=0) + R\left(f_H^{OUT}(s,t=0)\right) \qquad \text{(II.1-14)}$$

mit $f_H^{(0,W)}(s,t=0)$ Randwert (z.B. Desorption)

$f_H^{OUT}(S,t=0)$ Verteilungsfunktion der auf die Wand treffenden Teilchen

$R(f_H^{OUT}(S,t=0))$ Randbedingung (Reflexionsmechanismus)

Die Integralgleichung hat dann folgende Form : (II.1-15)

$$f_H(S,t) = f_H^{IN}(S,t=0)\,A(S,0,t) + \int_0^t c(S,q)\,A(S,q,t)\,dq + \int_0^t n_H(S,q)\,b(S,q)\,A(S,q,t)\,dq$$

Das eben beschriebene Iterationsverfahren muß nun auf die Randbedingung ausgedehnt werden.
Als Startwert für die Verteilungsfunktion wird auch hier $f_H^{(0)}=0$ gewählt. Daraus folgt :

$$n_H^{(0)} = 0 \qquad \text{(II.1-16)}$$

$$R(f_H^{OUT}(S,t=0))=0$$

$$f_H^{(1)} = f_H^{(1,1)} = f_H^{(0,w)}(S,t=0)\,A(S,0,t) + \int_0^t c(S,q)\,A(S,q,t)\,dq$$

$$n_H^{(1)} = n_H^{(1,1)} = \iint f_H^{(1,1)}\,dv_x\,dv_y$$

Die Verteilungsfunktion $f_H^{out(1,1)}(s,t=0)$ ist daher im gesamten Wandbereich bekannt und die Operation R kann hierauf ausgeführt werden. Der nächste Iterationsschritt liefert:

$$f_H^{(2)} = \left\{ f_H^{(0,w)}(S,t=0) + R\left(f^{OUT(1,1)}(S,t=0)\right)\right\} A(S,0,t) \qquad \text{(II.1-17)}$$
$$+ \int_0^t c(S,q)\cdot A(S,q,t)\,dq + \int_0^t n_H^{(1,1)}(S,q)\cdot b(S,q)\cdot A(S,q,t)\,dq$$

$$\Rightarrow\quad f_H^{(2)} = f_H^{(0,w)}(S,t=0)\cdot A(S,0,t) + \int_0^t c(S,q)\cdot A(S,q,t)\,dq$$
$$+ R\left(f_H^{OUT(1,1)}(S,t=0)\right)\cdot A(S,0,t)$$
$$+ \int_0^t n_H^{(1,1)}(S,q)\cdot b(S,q)\cdot A(S,q,t)\,dq$$

$$f_H^{(2)} = f_H^{(1,1)} \quad (\text{0 Wand} \quad \text{0 Umladung})$$
$$+ f_H^{(2,1)} \quad (\text{1 Wand} \quad \text{0 Umladung})$$
$$+ f_H^{(1,2)} \quad (\text{0 Wand} \quad \text{1 Umladung})$$

$$\Rightarrow \quad n_H^{(2,1)} = \iint f_H^{(2,1)}\, dv_x dv_y \quad \sim \quad R\left(f_H^{our(2,1)}(s,t=0)\right)$$
$$n_H^{(1,2)} = \iint f_H^{(1,2)}\, dv_x dv_y \quad \sim \quad R\left(f_H^{our(1,2)}(s,t=0)\right)$$

Nach n Iterationsschritten ergibt sich die Dichte zu :

$$n_H^{(n)} = \sum_{i,j;\ i+j \le n+1} n_H^{(i,j)} \qquad (II.1\text{-}18)$$

$n_H^{(i,j)}$ ist die Dichte, die durch Teilchen erzeugt wird, die an (i-1) Wandprozessen und (j-1) Umladungen teilgenommen haben. Es ergibt sich folgende Rekursion:

$$f_H^{(i+1,j)} = R\left(f_H^{our(i,j)}(s,t=0)\right) \cdot A(s,0,t)$$

$$f_H^{(i,j+1)} = \int_0^t n_H^{(i,j)}(s,q)\, b(s,q)\, A(s,q,t)\, dq$$

Für gemischte Glieder (i>1 und j>1) gibt es immer zwei Beiträge.

Stellvertretend für die vier Wände wird nur Wand 1 (Abb. II.1-1) betrachtet. Es sei $f_H^{out}(x_o,y_o,v_x,v_y)$ mit $v_x > 0$ die Verteilungsfunktion für Neutralteilchen, die am Punkt (x_o,y_o) auf die Wand treffen.
$f_H^{in}(x_o,y_o,v_x',v_y')$ sei die Verteilungsfunktion der von der Wand reflektierten Teilchen.

$$f_H^{in} = R\,(f_H^{out})$$

Für die verschiedenen Reflexionsmechanismen gilt nun eine der folgenden Bezeihungen zwischen f^{out} und f^{in}.

a) ohne Reflexion

$$f_H^{in}(x_o,y_o,v_x,v_y) = 0 \qquad \text{(II.2-1)}$$

b) Spiegelreflexion (II.2-2)

$$f_H^{in}(x_o,y_o,v_x,v_y) = R_N\; f_H^{out}(x_o,y_o,-v_x,-v_y)\;,\; v_x < 0$$

In dieser Gleichung ist R_N ein wählbarer Reflexionskoeffizient (winkelunabhängig).

c) diffuse Reflexion
Bei diesem Reflexionsmechanismus soll weiterhin für den Neutralteilchenfluß Γ_H^{in} der reflektierten Teilchen gelten:

$$\Gamma_H^{in}(x_o,y_o) = R_N \cdot \Gamma_H^{out}(x_o,y_o) \qquad \text{(II.2-3)}$$

$$\text{mit } \Gamma_H^{out}(x_o,y_o) = \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_0^{\infty} dv_x \cdot v_x \cdot f_H(x_o,y_o,v_x,v_y)$$

Die reflektierten Teilchen sollen jedoch eine Maxwellverteilung zu einer Temperatur T_D besitzen.

Die thermische Geschwindigkeit v_D ist dann :

$$v_D = \sqrt{\frac{2\,k\,T_D}{m}} \qquad \text{(II.2-4)}$$

Die Verteilungsfunktion der diffus reflektierten Teilchen ist bis auf einen Faktor, der den Fluß angibt, gleich der Verteilungsfunktion der desorbierten Teilchen, die als Randwert vorgegeben wird. Die Verteilungsfunktion einer Geschwindigkeitskomponente ist eine Gaußverteilung :

$$\tilde{f}(v_y) = \frac{1}{(\pi v_D^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{v_y^2}{v_D^2}\right) \qquad \text{(II.2-5)}$$

Bezüglich der x - Koordinate haben die in das Plasma eindringenden Teilchen jedoch nur eine halbseitige Gaußverteilung. Der Fluß einer solchen Verteilung ist dann :

$$\begin{aligned}
\Gamma &= \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_0^{\infty} dv_x\,(-v_x)\, n_\Gamma \frac{1}{\pi v_D^2} \exp\left(-\frac{v_x^2+v_y^2}{v_D^2}\right) \\
&= -\int_0^{\infty} dv_x\, v_x\, n_\Gamma \frac{1}{\sqrt{\pi}\, v_D} \exp\left(-\frac{v_x^2}{v_D^2}\right) \\
&= -\frac{n_\Gamma}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} z \cdot v_D \frac{1}{v_D} \exp(-z^2)\, dz\, v_D \\
&= -\frac{n_\Gamma}{\sqrt{\pi}} v_D \int_0^{\infty} z \cdot e^{-z^2} dz \qquad = -n_\Gamma \frac{v_D}{2\sqrt{\pi}} = -n_\Gamma \frac{\bar{v}}{4} \qquad \text{(II.2-6)} \\
&\qquad\qquad \bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \\
\Rightarrow \quad n_\Gamma &= -\Gamma \frac{2\sqrt{\pi}}{v_D}
\end{aligned}$$

Durch Einsetzen der so gefundenen Dichte n_Γ erhält man für die nicht normierte Verteilungsfunktion der ins Plasma eindringenden Teilchen:

$$f(v_x, v_y) = -\Gamma \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{v_D^3} \exp\left(-\frac{v_x^2+v_y^2}{v_D^2}\right) \qquad \text{(II.2-7)}$$

In dieser Gleichung ist bei Desorption für $-\Gamma$ der Desorptionsfluß Γ_D bzw. bei diffuser Reflexion Γ^{in} zu setzen.

Bei der Desorption wird angenommen, daß der Desorptionsfluß auf allen Wänden konstant Γ_D ist.
Anders ist dies bei der Berücksichtigung eines toroidalen Limiters, welcher entsteht durch die Berührung von Plasma und Wand. Da der Gefäßquerschnitt bei Unitor nicht quadratisch ist (Abb.II.2-1) berühren die magnetischen Oberflächen unter der Annahme eines zylindersymmetrischen Plasmas die Wände nur an zwei Punkten. An dieser Stelle rekombinieren die Ionen an der Wand und gelangen als Neutralteilchen erneut ins Plasma. Der so emittierte Teilchenfluß Γ_L mit einer Temperatur T_L ist räumlich nicht konstant und wird als Lorentzprofil angesetzt. Inwieweit dieser Ansatz gerechtfertigt ist, müssen die Experimente bestätigen.

$$P(s) = \frac{1}{1 + \beta \cdot (s/\hat{y})^2} \quad , \quad -\hat{y} \leq s \leq \hat{y} \qquad \text{(II.2-8)}$$

Die Halbwertsbreite ist dann $s_{1/2}$:

$$s_{1/2} = \hat{y} \sqrt{\frac{1}{\beta}}$$

β wurde in den Berechnungen zu 64 gewählt , d.h. $s_{1/2}$ = 1.5 cm

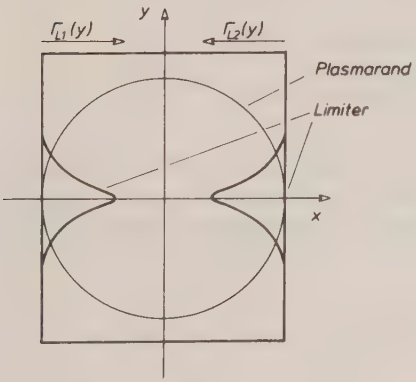


Abb. II.2-1
Simulation eines Limiters durch Randwerte

Das Hintergrundplasma (Elektronen- und Ionendichte, Elektronentemperatur, Ionentemperatur) muß bei diesen Rechnungen vorgegeben werden (aus Messungen oder anderen Theorien) und wird als zylindersymmetrisch angenommen. Zusammen mit den Randwerten (Desorption , Limiter) und den Randbedingungen (Wandprozesse) ergibt sich eine Geometrie, so daß nur noch ein Viertel des gesamten Querschnittes berechnet werden muß. (siehe Abb. II.3-1)

Es sei $f^{w1u}(s,t=0,v_x,v_y)$ der Randwert $f^{(o,w)}$ oder eine der aus einer Iteration entstehenden Randbedingungen f^{out} für Rand 1 und $0 \leq s \leq \hat{y}$ und $t=0$ (oberer rechter Rand 1u) und $f^{w2r}(s,t=0,v_x,v_y)$ ein Randwert auf Rand 2 mit $-\hat{x} \leq s \leq 0$.

Dann ergeben sich alle anderen Randwerte zu :

$$
\begin{aligned}
f^{w1d}(s,t=0,v_x,v_y) &= f^{w1u}(-s,t=0,v_x,-v_y) \\
f^{w3u}(s,t=0,v_x,v_y) &= f^{w1u}(-s,t=0,-v_x,v_y) \\
f^{w3d}(s,t=0,v_x,v_y) &= f^{w1u}(s,t=0,-v_x,-v_y)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
f^{w2l}(s,t=0,v_x,v_y) &= f^{w2r}(-s,t=0,-v_x,v_y) \\
f^{w4l}(s,t=0,v_x,v_y) &= f^{w2r}(s,t=0,-v_x,-v_y) \\
f^{w4r}(s,t=0,v_x,v_y) &= f^{w2r}(-s,t=0,v_x,-v_y)
\end{aligned}
\qquad (II.3\text{-}1)
$$

Im Ortsraum wird eine Diskretisierung von 10 . 10 Punkten und im Geschwindigkeitsraum von 16 . 16 Punkten durchgeführt. Die Integrationen werden mit Gauß - Legendre und Hermite Polynomen durchgeführt /49,66/.

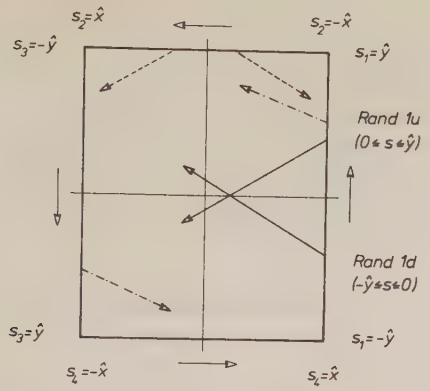


Abb. II.3-1

Symmetrie zur Beschreibung der Randbedingungen

Die Parameter für die folgenden Abbildungen sind :

1) Querschnitt des Gefäßes 20 cm x 24 cm
2) Temperatur- und Plasmadichteprofil : $p(\rho) = (1-\rho^4)^2$
3) T_{eo} = 100 eV ; T_{io} = 50 eV ; $n_{eo} = 10^{13}$ cm^{-3}
4) Energie der Neutralteilcheneinströmung am Limiter T_L = 5 eV
5) Energie der diffus reflektierten Teilchen T_D = 5 eV
6) Teilchenfluß am Limiter $\Gamma_{Lmax} = 10^{15}$ cm^{-2}s^{-1}
7) Zahl der Iterationsschritte 3

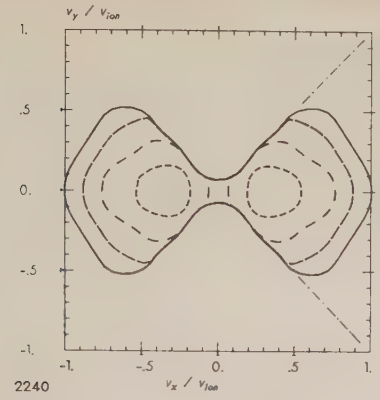
Das primäre Ziel dieses Modells ist die Berechnung der Verteilungsfunktion an beliebigen Punkten im Plasma als Funktion der beiden Geschwindigkeitskoordinaten v_x und v_y .

Wie in Abb. II.4-1 für das Plasmazentrum (x= 0 cm, y= 0 cm) dargestellt wird, gibt es starke Unterschiede in der Verteilungsfunktion für die drei Reflexionsmodelle 1) ohne Reflexion 2) Spiegelreflexion und 3) diffuse Reflexion. Die Geschwindigkeiten sind dabei normiert mit $v_{ion} = (2kT_{io}/m)^{1/2}$

Im ersten Fall (ohne Reflexion) sind deutlich die Wirkungen der beiden symmetrisch liegenden Limiter zu erkennen. Auch umgeladene heiße Teilchen haben ihren Ursprung vorwiegend in den Limiterbereichen; die maximale Umladungsrate findet man in ca. 3 cm Abstand vom Limiter (vgl. auch Abb. II.4-4).

Da keine Reflexion an den Wänden stattfindet, gibt es nur wenige durch Umladungsprozesse erzeugte Teilchen, die eine Geschwindigkeitskomponente in y - Richtung und keine Komponente in x - Richtung besitzen; dies erklärt die "Einschnürung" der als Höhenschichtbild dargestellten Verteilungsfunktion; es existieren also fast ausschließlich Teilchen, für die $|v_x| > |v_y|$ gilt; d.h. der Ursprung dieser Teilchen liegt auf der rechten bzw. linken Wand (x=-10 cm bzw. x = +10 cm).

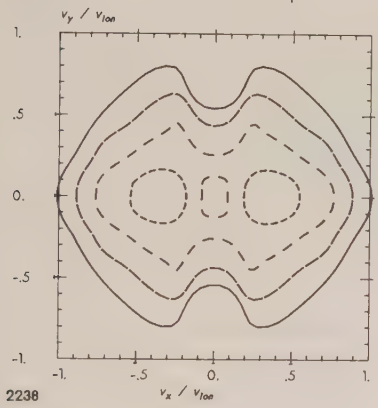
Im zweiten Fall (Spiegelreflexion) gibt es deutlich mehr Teilchen mit Geschwindigkeitskomponenten in y - Richtung. Durch spiegelnde Reflexion sind deutlich vier ausgezeichnete Richtungen zu erkennen, welche vorwiegend durch einmalige Reflexion der aus den Zonen maximaler Umladungsraten herrührenden Teilchen erzeugt werden.



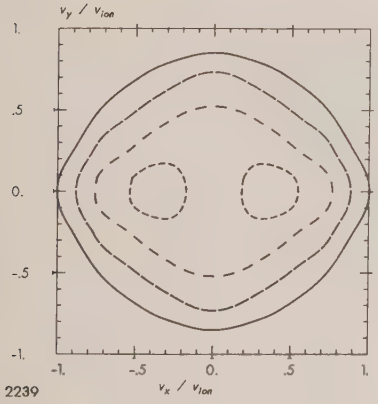
Verteilungsfunktion
$log_{10} f_H (x,y,v_x,v_y) / (s^2/cm^5)$
——— -9.0000E+00
———— -8.0000E+00
– – – -7.0000E+00
------ -6.0000E+00
x = 0.00 y = 0.00
PC0019
ohne Reflexion

Abb. II.4-1

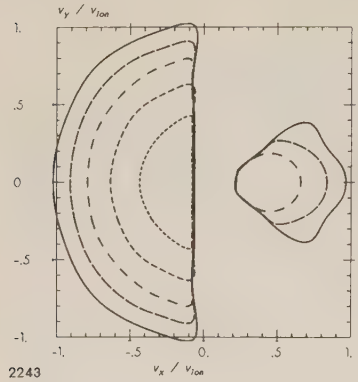
Verteilungsfunktionen im Plasmazentrum



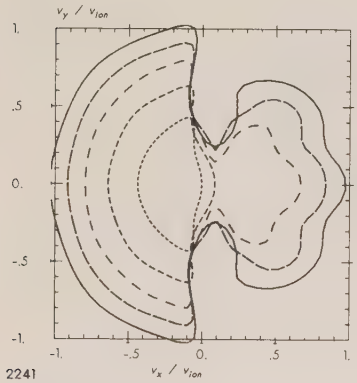
Verteilungsfunktion
$log_{10} f_H (x,y,v_x,v_y) / (s^2/cm^5)$
——— -9.0000E+00
———— -8.0000E+00
– – – -7.0000E+00
------ -6.0000E+00
x = 0.00 y = 0.00
PC0017
Spiegelreflexion
Absorption .50



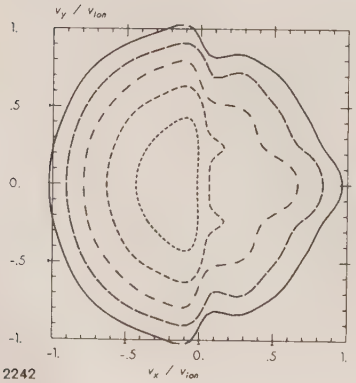
Verteilungsfunktion
$log_{10} f_H (x,y,v_x,v_y) / (s^2/cm^5)$
——— -9.0000E+00
———— -8.0000E+00
– – – -7.0000E+00
------ -6.0000E+00
x = 0.00 y = 0.00
PC0018
diffuse Reflexion
Absorption .50



2243



2241



2242

Abb. II.4-2

Verteilungsfunktionen im Wandbereich

Im dritten Fall (diffuse Reflexion) erscheint das Höhenschichtbild fast isotrop, dennoch ist, durch die Lage der Limiter verursacht, die Zahl der Teilchen mit y - Komponenten der Geschwindigkeit geringer.

Unabhängig von den Reflexionsmechanismen existieren zwei Maxima im Bereich kleiner Geschwindigkeiten. Diese Maxima sind vorwiegend auf eine Deformation der an der Wand vorliegenden halbseitigen Gaußverteilung durch Umladung und Ionisierung im Plasma zurückzuführen.

Ein ähnliches Bild zeigen die Verteilungsfunktionen am Limiter (Abb. II.4-2). Die Bereiche mit $v_x < 0$ geben die von der Wand kommenden Teilchen wieder; dies sind vorwiegend die aus der Limiterquelle erzeugten Teilchen sowie eine geringe Anzahl reflektierter Teilchen (vgl. das Modell).

Die Bereiche mit $v_x > 0$ stellen die auf die Wand auftreffenden Teilchen dar. Im ersten Fall erhält man nur ein Abbild der durch das Plasma beeinflußten Teilchen des gegenüberliegenden Limiters, während bei der Spiegelreflexion und bei diffuser Reflexion zusätzliche Teilchen mit anderen Komponenten zur Verteilungsfunktion beitragen. In allen Beispielen ist jedoch der Bereich mit $v_x/v_{ion} > 0.5$ und $|v_y/v_{ion}| < 0.2$ unverändert.

Die Komplexität der vorliegenden Verteilungsfunktionen wird erst in Abb. II.4-3 deutlich; die Verteilungsfunktion wird dort als 3 x 3 Raster für verschiedene x - und y - Koordinaten gezeigt. Als Reflexionsmechanismus wurde diffuse Reflexion gewählt.

In Abb. II.4-4 wird die Umladungsrate, d.h. die Zahl der pro Kubikzentimeter und Sekunde umgeladenen Teilchen dargestellt. Abgesehen von den beiden Maxima, die sich 2 cm bis 4 cm vor den Limitern einstellen, umschließt ein Ring mit hoher Umladungsrate den Plasmakern. Die zu dieser Rechnung zugehörige Neutralteilchendichte wird in Abb. II.4-5 wiedergegeben.

In Abb II.4-6 wird die Energieverteilungsfunktion für verschiedene Fälle als Funktion einer normierten Energie dargestellt.

$$\varepsilon = E/E_o = v^2 / v_{io}^2 \quad \text{mit } v_{io}^2 = 2k \cdot T_{io}/m$$

Die im gleichen Diagramm angegebene Maxwell'sche Energieverteilung lautet dann :

$$f_M(\varepsilon) = 2/(\sqrt{\pi}) \sqrt{\varepsilon} \exp(-\varepsilon)$$

Es zeigt sich, daß für die verschiedenen Reflexionsmechanismen selbst im Plasmakern keine Maxwellverteilung erreicht wird (vgl. auch das Monte Carlo Verfahren Kap. V.2.2). Unterschiede bezüglich der Reflexionsmechanismen ergeben sich nur im niederenergetischen Bereich der Verteilungsfunktion.

Die Ergebnisse dieser Rechnungen zeigen, daß die Verteilungsfunktion stark von den Randbedingungen bestimmt wird; die integralen Größen wie Energieverteilung, Dichten und Flüsse werden schwächer beeinflußt.

In diesem kinetischen Modell mußten viele Prozesse weggelassen bzw. vereinfacht werden, so daß für den Vergleich mit experimentellen Daten ein Monte - Carlo Verfahren bessere Möglichkeiten bietet.

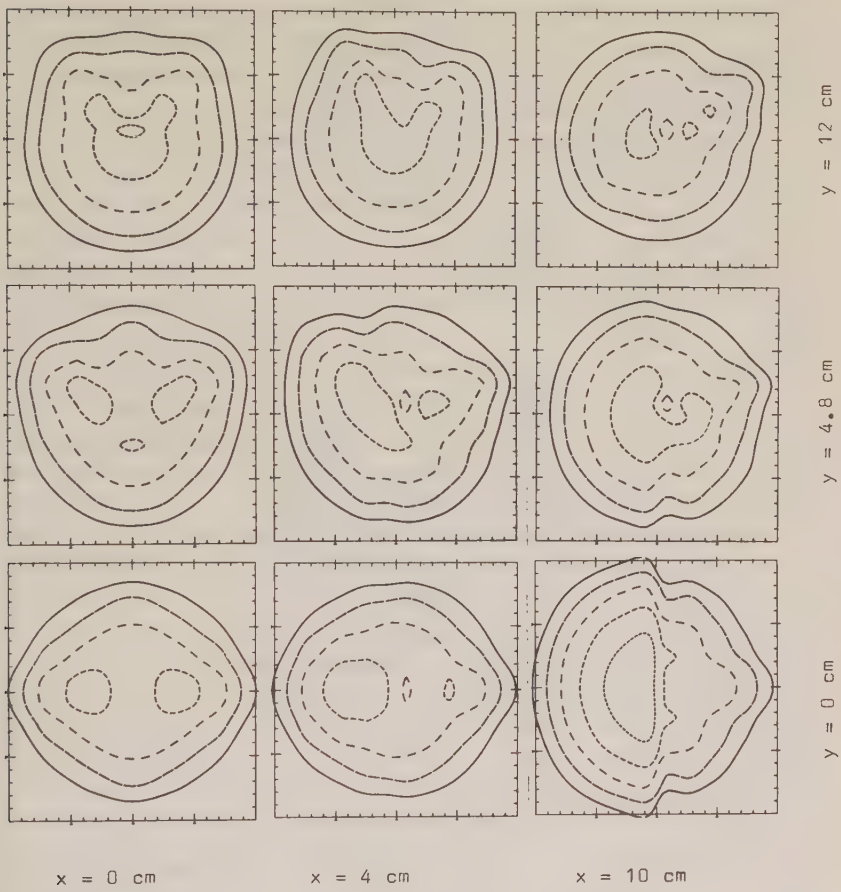


Abb. II.4-3 Verteilungsfunktionen für diffuse Reflexion an verschiedenen Plasmapositionen

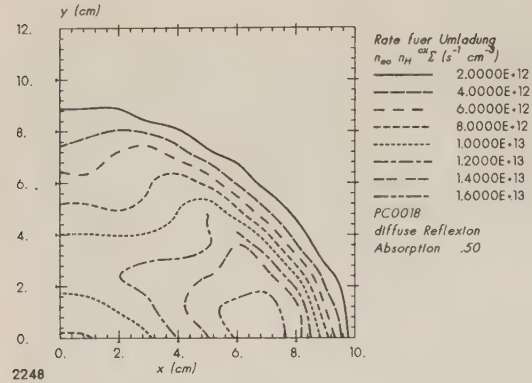


Abb. II.4-4

Umladungsrate

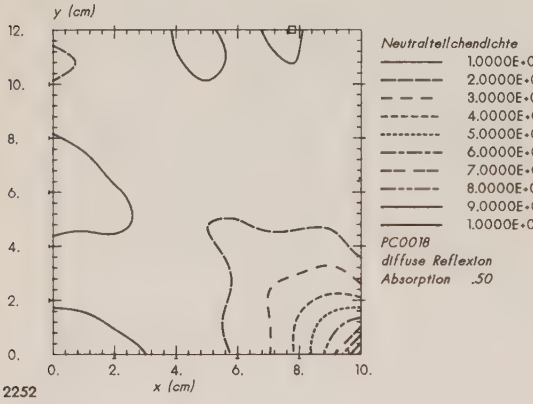


Abb. II.4-5

Neutralteilchen-
dichte

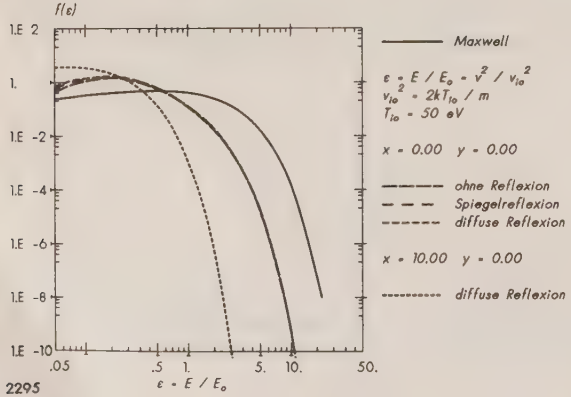


Abb. II.4-6

Energiever-
teilungsfunktion

III. Das Monte - Carlo Modell

III.1 Einführung

Der Transport von neutralem Gas ist vergleichbar mit dem Transport von Neutronen in Kernreaktoren. Die durch das Plasma sich bewegenden Teilchen werden nur durch Prozesse wie Umladung, Ionisierung, Elektronenstoßanregung oder spontane Emission beeinflußt. Die Monte - Carlo Rechnungen können mit statistischer Genauigkeit, die im Wesentlichen nur von der zur Verfügung stehenden Rechenzeit abhängt, Neutralteilchendichten, Energieverteilungen und Teilchenflüsse berechnen.

In /9/ wird ein Monte - Carlo Verfahren benutzt, welches nur Grundzustände betrachtet und mit radialer Symmetrie arbeitet. Das hier beschriebene Verfahren wird in ebener Geometrie durchgeführt (rechtwinklige Koordinaten), um die im Tokamakexperiment UNITOR vorhandene Geometrie der Gefäßwände sowie einen toroidalen Limiter zu erfassen.

Zusätzlich beschreibt dieses Modell die durch die Torusgeometrie verursachten Effekte sowie verschiedene Wandprozesse. Die Besetzungsdichten der angeregten Niveaus werden mit Hilfe eines Stoß - Strahlungs Modells (Kap. IV) aus der Besetzungsdichte des im Monte - Carlo Verfahrens berechneten Grundzustandes ermittelt.

Wie im kinetischen Modell wird das Verhalten der Neutralteilchen in einem quasistationären Hintergrundplasma berechnet, d.h. der räumliche (bzw. auch zeitliche) Verlauf der Elektronendichte, der Elektronentemperatur wird als bekannt (Theorie, Experiment) vorausgesetzt.

In einem Monte - Carlo Verfahren wird eine Statistik über viele einzelne Teilchen durchgeführt, die auf ihren Bahnen durch das Plasma verfolgt werden. Eine Mittelung über die Aufenthaltsdauer in verschiedenen Plasmabereichen ergibt die Dichte, eine entsprechende Mittelung über die Geschwindigkeiten ergibt die Flüsse und so fort. Die Teilchen werden von ihrem Entstehungsort in Wandnähe (oder mitten im Plasma bei Strahlungsrekombination) verfolgt. Es werden sowohl H - Atome als auch H_2 - Moleküle betrachtet.

Die Geschwindigkeiten werden dabei durch einen normalverteilten Zufallszahlengenerator (Normalverteilung jeder Komponente bei einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung) entsprechend einer bei dem Entstehungsort herrschenden Temperatur gewählt.

Ein solches Teilchen durchläuft im Plasma einen Weg $\bar{s}$, bis daß ein Prozeß stattfindet. Vereinfachend sollen als Prozesse zunächst nur Umladung und Ionisierung von neutralen H - Atomen betrachtet werden. Vom Standpunkt eines Testteilchens werden nur Verlustprozesse betrachtet, da das Teilchen bei jedem Prozeß seine Eigenschaft ändert (z.B. bei einer Umladung). Die weitere Beobachtung des geänderten Teilchens nach einem Prozeß garantiert die Berücksichtigung des entsprechenden Gewinnprozesses.

Um den Weg $\bar{s}$ zu ermitteln muß nun eine Statistik durchgeführt werden; die zugehörige Wahrscheinlichkeit, daß sich ein Teilchen am Ort s (auf einer Bahnkurve) befindet, wird durch die bereits vereinfachte Boltzmanngleichung (Kap. II) beschrieben, bei der nur Verlustprozesse zu berücksichtigen sind und bei der die Stoßterme bereits zu Ratenkoeffizienten aufintegriert sind.

$$v \cdot \frac{df_H}{ds} = -\left({}^{ie}\Sigma\, n_p f_H + {}^{cx}\Sigma\, n_p f_H \right) \qquad \text{(III.2-1)}$$

f_H : Verteilungsfunktion der Neutralteilchen
n_p : Plasmadichte ($n_p = n_e = n_i$)
${}^{ie}\Sigma$, ${}^{cx}\Sigma$: Ratenkoeffizienten für Ionisierung und Umladung
s : Ortsparameter entlang einer Bahnkurve

Die Gleichung beschreibt anschaulich den Verlauf der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Neutralteilchen mit der Geschwindigkeit v entlang einer Bahnkurve (x(s),y(s),z(s)).

Unter Einführung eines Anfangswertes f_{Ho} für die Wahrscheinlichkeit am Ort s_o liefert die Integration :

$$p(s) = \frac{f_H(s)}{f_{Ho}} = \exp\left\{-\int_{s_o}^{s} \left({}^{ie}\Sigma(s') + {}^{cx}\Sigma(s') \right) \frac{n_p(s')}{V}\, ds' \right\} \qquad \text{(III.2-2)}$$

Bezieht man die Aussage auf genau ein Teilchen, welches bei $s=s_o$ startet, so ist p(s) die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Punkt s ohne Prozeß erreicht wird.

Die Entfernung $s = \lambda$, bei der $p(\lambda) = 1/e$ wird, bezeichnet man als die gemittelte mittlere freie Weglänge.

$$\frac{1}{e} = \exp\left\{-\int_{s_o}^{\lambda} \left({}^{ie}\Sigma(s') + {}^{cx}\Sigma(s') \right) \frac{n_p(s')}{V}\, ds' \right\} \qquad \text{(III.2-3)}$$

Die Wahrscheinlichkeit ${}^{ie}p(s)$ bzw. ${}^{cx}p(s)$, daß bis zum Punkt s keine Ionisierung bzw, keine Umladung geschieht, ist :

$${}^{ie,cx}p(s) = \exp\left\{-\int_{s_o}^{s} {}^{ie,cx}\Sigma(s') \frac{n_p(s')}{V}\, ds' \right\} \qquad \text{(III.2-4)}$$

Die Wahrscheinlichkeiten, ${}^{ie}\hat{p}(s)$ bzw. ${}^{cx}\hat{p}(s)$, daß bis s <u>eine</u> Ionisierung bzw. <u>eine</u> Umladung stattfindet, ist :

$${}^{ie,cx}\hat{p}(s) = 1 - {}^{ie,cx}p(s)$$

Falls einer der beiden Prozesse stattfindet, ist die Wahrscheinlichkeit, daß eine Ionisierung vorliegt, lokal durch die Ratenkoeffizienten bestimmt.

Die Integration zur Ermittlung von p(s) bzw, ${}^{ie}p(s)$ und ${}^{cx}p(s)$ wird durch eine Summe ersetzt. Anschaulich bedeutet dies eine Aufteilung des Plasmas in Zellen, in denen Dichte, Temperatur und damit die Ratenkoeffizienten als stückweise konstant angesehen werden.

$$p(s) = \exp\left\{-\sum_{j=1}^{\bar{n}} \frac{1}{V} \left({}^{ie}\Sigma_j + {}^{cx}\Sigma_j \right) n_{pj}\, \Delta s_j \right\} \qquad \text{(III.2-5)}$$

Die Summierung über j erstreckt sich über alle durchlaufenen Zellen j=1 bis j=$\bar{n}$. Die zu einer Zelle j gehörigen Ratenkoeffizienten sind mit $^{ie}\Sigma_j$ und $^{cx}\Sigma_j$, die Plasmadichte mit n_{pj} bezeichnet. Δs_j ist die Strecke, die innerhalb einer Zelle j liegt (Abb. III.2-1).

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen einen Weg s ohne Prozeß zurücklegt, ist nun bekannt. Mit Hilfe einer im Intervall (0,1) gleichverteilten Zufallszahl können nun Wege s ermittelt werden, so daß die Funktion p(s) im Mittel über viele Teilchen reproduziert wird. Es gilt :

$$0 < {}^{q}\{ = p(s) < 1 \quad \Rightarrow \quad s = \sum_{j=1}^{\bar{n}} \Delta s_j \qquad \text{(III.2-6)}$$

Der Weg s setzt sich dabei zusammen aus den Teilstrecken Δs_j in den verschiedenen Zellen j. Das letzte Teilstück $\Delta s_{\bar{n}}$ endet im allgemeinen Fall mitten in der letzten Zelle $\bar{n}$.

Die Bahnkurve endet in Zelle $\bar{n}$, falls gilt :

$$\sum_{j=1}^{\bar{n}-1} \frac{1}{v} \left({}^{ie}\Sigma_j + {}^{cx}\Sigma_j \right) n_{pj} \Delta s_j \le -\ln {}^{q}\{ < \sum_{j=1}^{\bar{n}} \frac{1}{v} \left({}^{ie}\Sigma_j + {}^{cx}\Sigma_j \right) n_{pj} \Delta s_j$$

Der letzte, in der Zelle $\bar{n}$ noch zurückzulegende Weg ist dann :

$$\Delta s_{\bar{n}} = \frac{1}{n_{p\bar{n}} \left({}^{ie}\Sigma_{\bar{n}} + {}^{cx}\Sigma_{\bar{n}} \right)} \left(-v \ln {}^{q}\{ - \sum_{j=1}^{\bar{n}-1} \left({}^{ie}\Sigma_j + {}^{cx}\Sigma_j \right) n_{pj} \Delta s_j \right) \qquad \text{(III.2-7)}$$

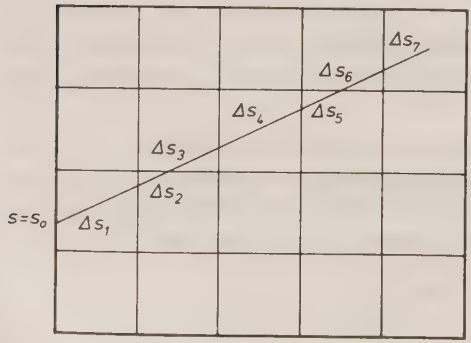


Abb. III.2-1
Aufteilung in Zellen

Unter Benutzung der lokalen mittleren freien Weglänge λ_j kann man das Kriterium für das Ende der Bahnkurve in Zelle $\bar{n}$ auch formulieren :

$$\Delta s_{\bar{n}} = \lambda_{\bar{n}} \cdot \left(-\ln \xi - \sum_{j=1}^{\bar{n}-1} \frac{\Delta s_j}{\lambda_j} \right)$$

mit :

$$\lambda_j^{-1} = \frac{n_{pj}}{v} \left({}^{ie}\Sigma_j + {}^{cx}\Sigma_j \right) = {}^{ie}\lambda_j^{-1} + {}^{cx}\lambda_j^{-1}$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß der in Zelle $\bar{n}$ stattfindende Prozeß eine Ionisierung ist, ergibt sich aus dem Verhältnis der mittleren freien Weglängen der beiden Prozesse:

$${}^{ie}\hat{\rho}_{\bar{n}} = {}^{ie}\Sigma_{\bar{n}} \cdot \left({}^{ie}\Sigma_{\bar{n}} + {}^{cx}\Sigma_{\bar{n}} \right)^{-1} = {}^{ie}\lambda_{\bar{n}}^{-1} \cdot \left({}^{ie}\lambda_{\bar{n}}^{-1} + {}^{cx}\lambda_{\bar{n}}^{-1} \right)^{-1} \qquad \text{(III.2-8)}$$

Die Realisierung des Einzelfalles im Monte - Carlo Verfahren geschieht ebenfalls wieder mit einer im Intervall (0,1) gleichverteilten Zufallszahl ξ .Der stattfindende Prozeß ist eine Ionisierung, falls :

$$\xi \leq {}^{ie}\hat{\rho}_{\bar{n}}$$

Der Ionisierungsprozeß ist in einem Monte - Carlo Verfahren jedoch unerwünscht, da die Neutralteilchen bei solchen Prozessen "vernichtet" werden. Die Zahl der im Plasmakern noch vorhandenen Testteilchen ist daher sehr gering. Dies bedeutet, daß die Standardabweichungen bei der Berechnung der Dichte im Plasmakern sehr groß werden können. Es wird daher ein statistisches Gewicht g_{im} eingeführt, welches die Vernichtung von Testteilchen berücksichtigt; i ist dabei ein Ereigniszähler des Testteilchens m, der an der Wand beziehungsweise bei der Erzeugung des Testteilchens m gleich Null gesetzt und bei jedem Ereignis erhöht wird. Demzufolge ist :

$$g_{om} = 1$$

Nach jedem Prozeß (Ionisierung oder Umladung) wird das statistische Gewicht um den Faktor $(1-{}^{ie}\hat{\rho})$ verringert.

$$g_{i+1,m} = g_{im} \cdot \left(1 - {}^{ie}\hat{\rho} \right) \qquad \text{(III.2-9)}$$

Danach wird das Teilchen auf seiner Bahn weiter so verfolgt, als

hätte eine Umladung stattgefunden. Das Teilchen wird so lange beobachtet, bis das gesamte statistische Gewicht, welches ein Produkt aller noch einzuführenden statistischen Gewichte darstellt, einen Wert g_{min} unterschreitet.

Es ist zweckmäßig, g_{min} als Quotienten von minimal zu maximal auftretender Neutralteilchendichte multipliziert mit 0.05 (5% gewünschter bzw. erwarteter Fehler) zu wählen.

Ein Teilchen hinterläßt auf seinem Weg durch das Plasma in jeder Zelle Information. Jede Bewegung auf einer Strecke Δs längs der Bahnkurve, jeder Prozeß und jede Wandwechselwirkung wird im Weiteren ein Ereignis genannt.

In dem hier gewählten Modell wird der rechteckförmige Gefäßquerschnitt (Experiment UNITOR) in $N_x \cdot N_y$ Zellen (Index k,l) unterteilt. In Abb.III.3-1 wird an einem Beispiel eine mögliche Prozeßfolge dargestellt.

1) Neutralteilchenquelle am Limiter
2) Umladungsprozeß
3) Wandprozeß (diffuse Reflexion)
4) erneuter Umladungsprozeß
5) Ionisierung mit Veränderung des statistischen Gewichtes
6) Eindringen in die Wand
7) Rekombination zu 1/2 H_2
8) Ionisierung zu 1/2 H_2^+ und sofortige Dissoziation zu H
9) Ionisierung von H (statistisches Gewicht wird zu klein)

Die einzelnen möglichen Prozesse und die Behandlung im Monte - Carlo Verfahren sind weiter unten beschrieben. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Teilchens m bei einem Ereignis i in einer Zelle $(k,l)_{i,m}$ (weitere Schreibweise klim) ist proportional zur Zeit $t_{i,m}$, in der sich das Teilchen in dieser Zelle befindet.

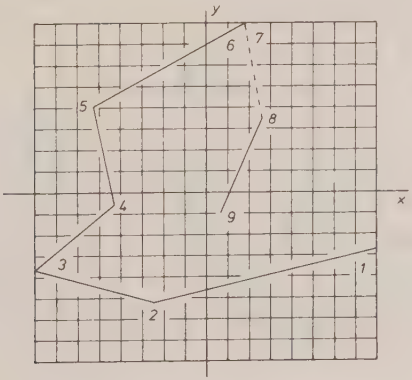


Abb. III.3-1

Simulation eines Testteilchens

$$t_{im} = \Delta s_{(k,l)_{i,m}} / v_{i,m}$$

Der Erwartungswert der Dichte (für H oder H_2) in der Zelle (k,l) ist dann gegeben durch : /9/

$$n_{k,l} = \frac{Q}{N} \frac{1}{V_{k,l}} \sum_{m=1}^{N} \sum_{i=1}^{n_m} g_{im} t_{im} \delta_{klim} \qquad \text{(III.3-1)}$$

Q : Quellstärke der Neutralteilchen (Teilchen/Sekunde)
N : Zahl der vorgegebenen Testteilchen
$V_{k,l}$: Volumen der Zelle (k,l)
m : Testteilchenzähler
i : Ereigniszähler
n_m : Zahl der Ereignisse für Testteilchen m
$g_{i,m}$: statistisches Gewicht des Teilchens m beim Ereignis i
$(k,l)_{i,m}$: Zelle, in der das i-te Ereignis des m-ten Teilchens stattfindet
$\delta((k,l),(k,l)_{i,m})$: = 1 falls $(k,l) = (k,l)_{i,m}$
= 0 sonst
Abkürzung im Weiteren : δ_{klim}

Die in Gleichung III.3-1 auftretende Größe Q ist linear. Sie ist je nach Quellprozeß (Desorption, Limitereinströmung, Strahlungsrekombination) zu unterscheiden (Kap. III.5).

Die Diffusionsgeschwindigkeit $\langle \vec{v}_{k,l} \rangle$ ergibt sich analog als Mittelwert :

$$\langle \vec{V}_{k,l} \rangle = \frac{\sum\sum \vec{v}_{im}\, g_{im}\, t_{im}\, \delta_{klim}}{\sum\sum g_{im}\, t_{im}\, \delta_{klim}} \qquad \text{(III.3-2)}$$

Der Fluß der Neutralteilchen ist dann gegeben durch :

$$\vec{\Gamma}_{k,l} = n_{k,l} \cdot \langle \vec{V}_{k,l} \rangle \qquad \text{(III.3-3)}$$

Bem.: alle Geschwindigkeiten beziehen sich auf das Laborsystem

Die mittlere Energie der Teilchen ergibt sich zu :

$$\langle E_H \rangle_{k,l} = \frac{m_H}{2} \frac{\sum\sum v_{im}^2\, g_{im}\, t_{im}\, \delta_{klim}}{\sum\sum g_{im}\, t_{im}\, \delta_{klim}} \qquad \text{(III.3-4)}$$

Die Definition der Neutralteilchentemperatur geschieht mit :

$$kT_{K,L} = \frac{2}{3}\left(\langle E_H\rangle_{K,L} - \langle \vec{v}_{K,L}\rangle^2 \frac{m}{2}\right) \qquad \text{(III.3-5)}$$

Der zweite Beitrag in dieser Gleichung kann jedoch vernachlässigt werden, wenn die Diffusionsgeschwindigkeit wesentlich kleiner als die mittlere Teilchengeschwindigkeit ist.

In den Formeln für die Dichte und den Fluß treten die j-ten Momente $f^{(j)}_{k,l}$ auf, die man definieren kann als :

$$f^{(j)}_{K,L} = \frac{1}{N}\sum_{m=1}^{N}\sum_{i=1}^{n_m} (\vec{v}_{im})^j \, g_{im}\, t_{im}\, \delta_{KLim} \qquad \text{(III.3-6)}$$

speziell :

$$f^{(\lambda x,\lambda y)}_{K,L} = \frac{1}{N}\sum_{m=1}^{N}\sum_{i=1}^{n_m} (v_{im})_{x,y}\, g_{im}\, t_{im}\, \delta_{KLim}$$

Die Erwartungswerte für Dichte, Fluß, Diffusionsgeschwindigkeit, Temperatur und Druck lassen sich dann einfach schreiben als:

$$n_{K,L} = \frac{Q}{V_{K,L}} \cdot f^{(0)}_{K,L} \qquad \text{(II.3-7)}$$

$$T^{i}_{K,L} = \frac{Q}{V_{K,L}} \cdot f^{(\lambda i)}_{K,L} \quad ; \quad i = x,y$$

$$\langle \vec{v}_{K,L}\rangle = f^{(1)}_{K,L} \,/\, f^{(0)}_{K,L}$$

$$kT_{K,L} = m_H\left(\frac{1}{3}\frac{f^{(2)}_{K,L}}{f^{(0)}_{K,L}} - \frac{1}{2}\frac{f^{(1)2}_{K,L}}{f^{(0)}_{K,L}}\right)$$

$$p_{K,L} = \frac{Q}{V_{K,L}}\,\frac{m_H}{3}\, f^{(2)}_{K,L}$$

Interessant ist ferner die Energieverteilung der auf eine Wand auftreffenden Teilchen. Dazu wird an einigen ausgesuchten Zellen, die an einer Wand liegen, der Energiebereich ebenfalls in Zellen zerlegt. Damit die unterschiedlichen Temperaturen (Temperatur der Franck - Condon Teilchen sowie die Ionentemperatur) erfaßt werden können, werden die Intervalle logarithmisch aufgeteilt und auf maximale Ionentemperatur T_{i0} normiert.

$$\varepsilon := \log_{10}\left(\frac{v^2}{v_{i0}^2}\right) \quad ; \quad v_{i0}^2 = 2kT_{i0}/m_H \qquad \text{(III.3-8)}$$

Es wird der Energiebereich $-2<\varepsilon<1.5$ untersucht. Befindet sich nun ein Testteilchen in einer Zelle $(k,l)_w$, die an einer Wand grenzt und besitzt das Teilchen eine Geschwindigkeitskomponente in Richtung zur Wand, so wird der Betrag $g_{im}t_{im}$ in der Energiezelle i_ε (mit $1\le i_\varepsilon\le N_E$) aufsummiert.

$$f^{(0)}_{(k,l)w,i_\varepsilon}=\frac{1}{N}\sum_{m=1}^{N}\sum_{i=1}^{n_m} g_{im}t_{im}\,\delta_{k,i,m}\,\delta_{i_\varepsilon,i_{\varepsilon m}} \qquad \text{(III.3-9)}$$

Dies bedeutet, daß die verschiedenen Momente noch in Energiebereiche unterteilt werden. Die Summe über den gesamten Energiebereich ist dann bis auf einen Proportionalitätsfaktor gleich der Dichte der Teilchen, die eine Geschwindigkeitskomponente in Wandrichtung besitzen.

$$n^{+}_{(k,l)w}=\sum_{i_\varepsilon=1}^{N_E} n_{(k,l)w,i_\varepsilon}=\sum_{i_\varepsilon=1}^{N_E}\frac{Q}{V_{k,l}}\,f^{(0)}_{(k,l)w,i_\varepsilon} \qquad \text{(III.3-10)}$$

Zur Fehlerabschätzung der so ermittelten makroskopischen Größen berechnet man die zugehörige Standardabweichung. Es sei η eine der oben beschriebenen Meßgrößen mit den Meßwerten η_m. Dann wird mit $\mu=\varepsilon(\eta)$ der Erwartungswert von η bezeichnet.

$$\varepsilon(\eta)=\frac{1}{N}\sum_{m=1}^{N}\eta_m$$

Die Standardabweichung des Mittelwertes ist dann :

$$\sigma=\left[\sum_{m=1}^{N}\frac{(\eta_m-\mu)^2}{N(N-1)}\right]^{1/2}$$

Für die relative Standardabweichung δ ergibt sich für $N\gg 1$:

$$\delta=\frac{\sigma}{\mu}\approx\left[\frac{\sum\eta_m^2}{(\sum\eta_m)^2}-\frac{1}{N-1}\right]^{1/2}\lesssim\frac{\sqrt{\sum\eta_m^2}}{\sum\eta_m} \qquad \text{(III.3-11)}$$

Um Rechenzeit einzusparen ist die relative Standardabweichung nur für Dichten von H und H_2 berechnet worden. Einen Überblick über die Genauigkeit aller anderen makroskopischen Größen wurde durch Vergleich zweier Rechnungen ermittelt, die sich nur durch eine geänderte Folge von Zufallszahlen unterscheiden.

(vgl. Anhang A.II)

Der in unserem Institut betriebene Tokamak weist eine kleinen Radius von a = 10 cm und einen großen Radius von R = 30 cm auf. Dadurch erlangen Effekte, die durch die toroidale Geometrie verursacht werden, an Bedeutung. Außerdem sind die Temperaturen und Dichten in UNITOR relativ klein, so daß wegen der gleichen Größenordnung von freier Weglänge und den geometrischen Abmessungen die toroidalen Effekte verstärkt werden.

Alle Teilchen erlangen bei der Bewegung durch daß Gefäß unabhängig vom Ort und von der Geschwindigkeit eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente in radialer Richtung (bezogen auf den Torusmittelpunkt) (Abb. III.4-1).

Die Beschreibung der toroidalen Geometrie wird in diesem Modell durch eine weitere Unterteilung der Zellen in φ - Richtung erreicht. Die Volumina $V_{k,l}$ der Zellen sind dann unterschiedlich groß.

Wenn N_x , N_y und N_φ die Zahl der Unterteilungen in x,y,φ Richtung bedeuten, ergibt sich für $V_{k,l}$:

$$V_{k,l} = \Delta x \, \Delta y \, \Delta z_k \qquad \text{für } 1 \le k \le N_x \text{ und } 1 \le l \le N_y$$

mit : $\Delta x = \frac{r_2 - r_1}{N_x}$; $\Delta y = \frac{b}{N_y}$; $\Delta z_k = \Delta\varphi \cdot (r_1 + k \cdot \Delta x)$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{N_\varphi}$$

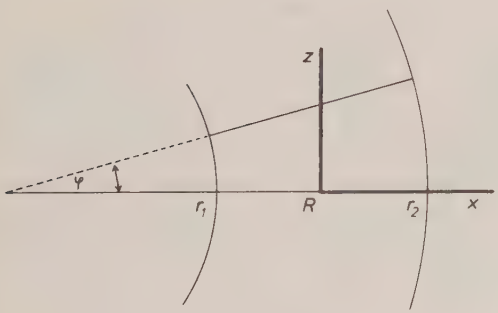


Abb. III.4-1
Berücksichtigung der toroidalen Geometrie

Die Begrenzung der Zellen wird dabei als geradlinig angenommen. Durchstößt nun die Bahnkurve eines Teilchens eine Zellenbegrenzung, wird eine Drehung des Koordinatensystems (x,y,z) um den Winkel φ in ein neues Koordinatensystem (x',y',z') durchgeführt. Die y-Komponente der Geschwindigkeit bleibt von der Transformation unberührt ($v_y' = v_y$). Der in der Zelle (k,l) zurückgelegte Weg ist :

$$\Delta s_{k,l} = \left(\Delta\tilde{x}^2 + \Delta\tilde{y}^2 + \Delta\tilde{z}^2 \right)^{1/2}$$

Der Drehwinkel φ ergibt sich dann zu (Abb. III.4-2) :

$$\tan\varphi = \frac{\Delta\tilde{z}}{r_1 + k\,\Delta x} = \frac{\Delta\tilde{z}}{R+x} \approx \sin\varphi \quad ; \varphi \ll 1 \; ; \cos\varphi \simeq 1 \qquad \text{(III.4-1)}$$

Die Transformation der Geschwindigkeit lautet dann :

$$\begin{aligned} v_x' &= v_x \cos\varphi + v_z \sin\varphi \approx v_x + \frac{v_z\,\Delta\tilde{z}}{R+x} \\ v_z' &= -v_x \sin\varphi + v_z \cos\varphi \approx -v_x \frac{v_z\,\Delta\tilde{z}}{R+x} + v_z \end{aligned} \qquad \text{(III.4-2)}$$

Besitzt das Teilchen beim Eintritt in die Zelle (k,l) die Koordinaten $(x_0, y_0, 0)$ sowie die Geschwindigkeit (v_x, v_y, v_z), so erhält das Teilchen beim Austritt aus der Zelle die Koordinaten $(x_0 + \Delta\tilde{x} + \Delta x', y_0 + \Delta\tilde{y}, 0)$ sowie die Geschwindigkeit (v_x', v_y', v_z) mit $\Delta x' \cong \varphi\,|\Delta\tilde{z}| \ll \Delta\tilde{x}$ .Das Teilchen tritt dann in die Zelle (k+1,l) ein (wegen Symmetrie in φ - Richtung).
Der relative Fehler liegt für $N_\varphi = 90$ bei $2 \cdot 10^{-3}$.

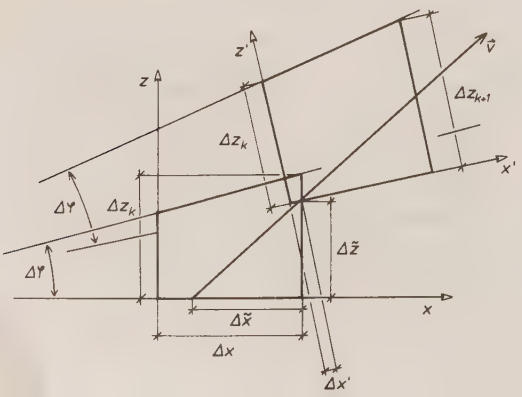


Abb.III.4-2

Transformation der Geschwindigkeit

Das Modell ist gültig für Zeiten jenseits der Zündphase, da dann alle Neutralteilchen nur durch Rekombination von Ionen am Limiter, durch Dissoziation von H_2 - Molekülen (Desorption aus der Wand) und durch Strahlungsrekombination von Ionen entstehen.

1) Rekombination am Limiter

Die auf den Limiter auftreffenden Ionen werden als Neutralteilchen reflektiert oder dringen in den Festkörper ein. Da dieser Fluß in der Größenordnung von 10^{18} $cm^{-2}s^{-1}$ liegt, ist die Rekombination von im Wandmaterial gelösten Atomen zu H_2 sehr stark (vgl. Kap.I.2). Die Limiterregionen bilden also eine Quelle für Atome und Moleküle. Das Verhältnis der beiden Quellstärken wird durch einen Parameter $v_{H2/H}$ vorgegeben.

$$v_{H2/H} = Q_{LH2}/Q_{LH} \qquad \text{mit } Q_{LH2},\ Q_{LH} \quad \text{(Atome/Sekunde)} \qquad \text{(III.5-1)}$$

Die totale Quellstärke ist :

$$Q_L = Q_{LH2} + Q_{LH} \qquad \text{(III.5-2)}$$

Die Temperatur der rekombinierten H_2 - Moleküle beträgt T_w=400 K. Je nach Lage des Plasmas im Gefäß kann die Quellstärke Q_{Li} und Q_{La} der beiden Limiter (i=innen, a=außen) unterschiedlich groß sein.

$$v_L := Q_{Li}/Q_{La} \quad \text{mit} \quad Q_L = Q_{Li} + Q_{La} \qquad \text{(III.5-3)}$$

Die Wahl eines der beiden Limiter für ein Testteilchen geschieht mit einer gleichverteilten Zufallszahl ξ, d.h. falls gilt :

$$\xi \leq Q_{Li}/Q_{La} = 1/(1+v_L) \qquad \text{(III.5-4)}$$

so wird der innere Limiter gewählt, ansonsten der äußere Limiter. Die Auswahl zwischen einem Atom und einem "halben" Molekül geschieht ebenfalls mit einer gleichverteilten Zufallszahl unter Berücksichtigung von $v_{H2/H}$.

Die Wahl der Geschwindigkeitskoordinaten wird mit einer normalverteilten Zufallszahl ξ durchgeführt. Die normierte Maxwell-Boltzmann Verteilung zu einer Temperatur T ist :

$$f(v)\,dv = \left(\frac{m}{2\kappa T}\right)^{3/2} \prod_{i=x,y,z} \exp\left(-\frac{m v_i^2}{2\kappa T}\right) dv_i \qquad \text{(III.5-5)}$$

Die auf den Rechenanlagen (TR445, CDC 76) implementierten Zufallszahlengeneratoren liefern Zufallszahlen mit dem Erwartungswert $\mu = 0$ und der Varianz $\mu_2 = 1$ ($\sigma = 1$).

$$f(\xi)\,d\xi = \left(\frac{1}{2\pi\sigma}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{(\xi-\mu)^2}{\sigma^2}\right) d\xi$$

Durch Vergleich der Verteilungsfunktionen $f(\xi)d\xi$ und $f(v_i)dv_i$ ergibt sich für die zu berechnende normalverteilte Geschwindigkeitskomponente :

$$\xi^2 = v_i^2 \frac{m}{2\kappa T} \quad \Rightarrow \quad v_i = \sqrt{\frac{\kappa T}{m}}\,\xi \qquad i = x,y,z \qquad \text{(III.5-6)}$$

2) Desorption

Eine getrennte Untersuchung erlaubt es, nur die reine Desorption von H_2 an den Gefäßwänden zu berechnen. Wird der Fluß Γ_D (Atome $cm^{-2}s^{-1}$) dieser Teilchen als konstant an allen Gefäßwänden angenommen, so ergibt sich für die Quellstärke Q_D :

$$Q_D = \Gamma_D\, A \quad ; \quad A : \text{gesamte Torusoberfläche}$$

Um den Start eines Teilchens vollständig festzulegen, müssen Geschwindigkeits- und Ortskoordinaten durch Zufallszahlen ermittelt werden. Die Wahl der Geschwindigkeitskomponente verläuft analog zur Limitereinströmung.

Da der Fluß Γ_D als konstant an allen Gefäßwänden vorausgesetzt wird, kann der Ort durch eine gleichverteilte Zufallszahl $^g\xi$ bestimmt werden. Bezeichnet l den Umfang des Querschnittes, so wird der Ort $^g\xi \cdot l$ längs des Umfanges als Startwert gewählt.

Um Vergleiche mit zylindersymmetrischen Modellen, die direkt H - Atome betrachten, durchführen zu können, wurde die Möglichkeit geschaffen, die Quelle der Teilchen auf einer Kreislinie mit dem Radius a vorzugeben. Die Temperatur dieser Teilchen wird als Franck Condon Temperatur von ca. 3eV gewählt. Die Reflexionsmechanismen für ein Zylindergefäß wurden jedoch nicht implementiert.

3) Strahlungsrekombination

Ionen rekombinieren unter Elektroneneinfang mit gleichzeitiger Emission von Kontinuumsstrahlung. Ergebnis einer solchen Rekombination ist ein neutrales H - Atom im Grund- oder in einem angeregten Zustand mit der Hauptquantenzahl p.

$$H^+ + e \longrightarrow H(p) + h\nu$$

Die Lebensdauer gegenüber spontaner Emission ist klein, so daß bei den auftretenden Geschwindigkeiten (< 100 eV) die angeregten Niveaus weniger als 3 mm transportiert werden (Kap. IV).

Dies bedeutet, daß jede Rekombination lokal eine Quelle Q_R für Neutralteilchen im Grundzustand darstellt.

$$Q_R = \iiint \sum_{p=1}^{\bar{p}} n_i n_e {}^{Rp}\Sigma \, dV = \iiint n_i n_e {}^{R}\Sigma \, dV \qquad \text{(III.5-7)}$$

$\bar{p}$ ist dabei das letzte noch als diskret betrachtete Niveau. $\bar{p}+1$ charakterisiert dann die untere Grenze des Bereichs freier Energiezustände, zu dem alle Niveaus oberhalb von $\bar{p}$ mit dem wahren Kontinuum zusammengefaßt werden.

Die Summe der Ratenkoeffizienten ${}^{Rp}\Sigma$,p=1,2,.. kann nach /10/ durch eine Näherungsformel wiedergegeben werden (Kap. A.I). Würde man nun die Startpunkte von N_R Monte - Carlo Testteilchen mit Hilfe eines gleichverteilten Zufallszahlengenerators gleichmäßig über das gesamte Volumen verteilen, so ergäbe sich für die Dichte im Grundzustand :

$$n^R_{K,L} = \frac{1}{V_{K,L}\, N_R} \iiint_V n_i n_e {}^{R}\Sigma \, dV \sum_{m=1}^{N_R} \sum_{i=1}^{n_m} g_{im} t_{im} \delta_{KLim} \qquad \text{(III.5-8)}$$

Da die Wahrscheinlichkeit für Rekombination jedoch im Volumen nicht konstant ist, muß man zu der Vorstellung wechseln, daß sich die Dichte $n_{k,l}$ aus insgesamt N_R Teildichten $n_{k,l,m}$ zusammensetzt, wobei jede der Teildichten nur durch das Teilchen m verursacht wird.

$$n_{K,L} = \sum_{m=1}^{N_R} n_{K,L,m} \qquad \text{(III.5-9)}$$

$$= \sum_{m=1}^{N_R} \frac{1}{V_{K,L}} \iiint_{V_m} n_i n_e {}^{R}\Sigma \, dV \sum_{i=1}^{n_m} g_{im} t_{im} \delta_{KLim}$$

Dabei ist V_m ein dem rekombinierten Teilchen zugeordnetes Volumen. Das Integral wird durch die Mittelwerte von n_i, n_e und ${}^R\Sigma$ an der Stelle der Rekombination des Testteilchens m mit den Koordinaten (x_m, y_m) angenähert.

$$\iiint_{V_m} n_i n_e \, {}^R\Sigma \, dV \approx \bar{n}_i(x_m, y_m)\, \bar{n}_e(x_m, y_m)\, {}^R\Sigma \cdot V_m =: Q_{Rm} \qquad \text{(III.5-10)}$$

Dann folgt für die Dichte :

$$n_{K,L} = \sum_{m=1}^{N_R} \frac{1}{V_{K,L}} Q_{Rm} \sum_{i=1}^{n_m} g_{im}\, t_{im}\, \delta_{KLim}$$

$$= \frac{1}{V_{K,L}} \tilde{Q}_R \sum_{m=1}^{N_R} \tilde{g}_m \sum_{i=1}^{n_m} g_{im}\, t_{im}\, \delta_{KLim}$$

mit einem statistischen Gewicht $\tilde{g}_m$, welches sich nur auf das Teilchen m bezieht. (III.5-11)

$$\tilde{g}_m := Q_{Rm} / \tilde{Q}_R \quad \text{mit} \quad \tilde{Q}_R : \text{Referenzquellstärke}$$

Als Referenzquellstärke $\tilde{Q}_R$ wird die Quellstärke für ein in der Plasmamitte rekombiniertes Testteilchen mit den Koordinaten (x=0,y=0) gewählt. Nimmt man nun N_R Monte Carlo Testteilchen und verteilt deren Startpunkte gleichmäßig im gesamten Plasmavolumen V, so ergibt sich für das einem Teilchen zugeordnete Volumen V_m : $V_m = V/N_R$.

Die Referenzquellstärke $\tilde{Q}_R$ kann dann ersetzt werden durch Q_R :

$$\tilde{Q}_R = n_i(0,0)\, n_e(0,0)\, {}^R\Sigma(0,0) \frac{V}{N_R} =: Q_R \cdot \frac{V}{N_R} \qquad \text{(III.5-12)}$$

Die Dichte berechnet man dann mit :

$$n_{K,L} = \frac{Q_R}{N_R V_{K,L}} \sum_{m=1}^{N_R} \sum_{i=1}^{n_m} g_{im}\, g^R_m\, t_{im}\, \delta_{KLim}$$

mit (III.5-13)

$$g^R_m = \frac{1}{Q_R} \bar{n}_i(x_m, y_m)\, \bar{n}_e(x_m, y_m)\, {}^R\Sigma(x_m, y_m)$$

Bei den verschiedenen Quellprozessen müssen nun bei toroidaler Geometrie die unterschiedlichen Oberflächen des inneren und des äußeren Mantels sowie die unterschiedlichen Volumina bei Rekombination berücksichtigt werden.

Läßt man nun anteilig zur Oberfläche des inneren Mantels weniger Teilchen desorbieren als auf weiter außen gelegenen Flächen, so wird der statistische Fehler in Bereichen nahe der inneren Wand wesentlich größer. Stattdessen wird einem Testteilchen m ein statistisches Gewicht zugeordnet, welches proportional zur aktuellen Oberfläche oder zum Volumen des startenden Teilchens ist.

$$g_m^T = \frac{R+x_m}{R} \qquad \text{(III.5-14)}$$

mit x_m : x - Koordinate des startenden Teilchens

Analog zur Rekombination kann man die Dichte $n_{k,l}$ auffassen als Superposition von N Teildichten $n_{k,l,m}$

$$n_{k,l} = \sum_{m=1}^{N} n_{k,l,m} = \sum_{m=1}^{N} \frac{Q_m}{V_{k,l}} \sum_{i=1}^{n_m} g_{im}\, t_{im}\, \delta_{klim}$$

$$= Q(x=0)\,\frac{1}{V_{k,l}} \sum_{m=1}^{N} \sum_{i=1}^{n_m} \tilde{g}_m^T\, g_{im}\, t_{im}\, \delta_{klim}$$

mit : $\tilde{g}_m^T = \frac{Q(x_m)}{Q(x=0)}$

Die Quellstärke Q bei Desorption ist gegeben durch $Q_D = \Gamma A$
bzw. $Q(0) = \Gamma(x=0)\ A(x=0)$; $Q_m = \Gamma A_m$.
Dabei ist A(0) die zugehörige Fläche eines Bezugsteilchens, welches mit der Koordinate x=0 auf der oberen Torusoberfläche (y=b/2) bzw. auf der unteren Torusoberfläche (y=-b/2) startet. Innerhalb der Summe verbleibt dann nur noch ein statistisches Gewicht $\tilde{g}_m^T$.
Die Größe der Fläche A(0) und A_m hängt davon ab, wie die Startpunkte der N Testteilchen auf der Gesamtoberfläche verteilt werden.

Um die statistischen Fehler überall in der gleichen Größenordnung zu halten und aus programmtechnischen Gründen werden die Startpunkte der N Testteilchen längs des Umfanges l gleichverteilt.

$$l = 2b + 2\,(r_2 - r_1)$$

Dann kommt auf ein Längenelement Δl genau ein Testteilchen.

$$\Delta l = l \,/\, N$$

Die Referenzfläche A(0) ist gerade so gewählt, daß sie sich im

Abstand R von der Torusachse befindet.

$$A(0) = \left(R + \frac{\Delta\ell}{2}\right)^2 \pi - \left(R - \frac{\Delta\ell}{2}\right)^2 \pi = 2\pi R\,\Delta\ell$$

Für beliebige Teilchen m, die mit der Koordinate x_m im Abstand $r_m = R + x_m$ von der Torusachse starten, gilt :

$$A_m = 2\pi\,(R+x_m)\,\Delta\ell$$

Der Fluß desorbierender Teilchen wird als konstant auf allen Oberflächen angesetzt : $\Gamma(0) = \Gamma(R+x_m) = \Gamma$ = konstant
Dann wird das statistische Gewicht $\tilde{g}_m^T$:

$$\tilde{g}_m^T = \frac{Q(x_m)}{Q(0)} = \frac{\Gamma(x_m)\,A_m}{\Gamma(0)\,A(0)} = \frac{R+x_m}{R} = g_m^T$$

Als Referenzfläche ergibt sich nach Einsetzen von R und Δl :

$$A(0) = A/N$$

und $\quad Q(0) = \Gamma \cdot A(0) = \Gamma A/N = Q_D/N$

Dann folgt für die Dichte eine analoge Formel zu Gl. III.3-1, bei der zusätzlich das statistische Gewicht g_m^T eingeführt wird.

$$n_{K,L} = \frac{Q_D}{V_{K,L}\,N} \sum_{m=1}^{N} \sum_{i=1}^{m_m} g_m^T\, g_{im}\, t_{im}\, \delta_{Klim} \qquad \text{(III.5-15)}$$

Bei der Limitereinströmung handelt es sich um zwei Quellen Q_{Li} und Q_{La} auf dem inneren und äußeren Mantel. Die Quellstärke pro Länge ist dann :

$$\varrho_{QLi} = \frac{Q_{Li}}{2\pi r_1} \quad ; \quad \varrho_{QLa} = \frac{Q_{La}}{2\pi r_2} \quad ; \quad V_L = \frac{\varrho_{QLi}}{\varrho_{QLa}}$$

Wählt man nun gleichviele Monte - Carlo Testteilchen für die innere und äußere Quelle, so gilt für die Dichte :

$$n_{K,L} = \frac{1}{V_{K,L}} \frac{\varrho_{QLi} \cdot 2\pi r_1}{N/2} \sum_{m=1}^{N/2} \sum_{i=1}^{m_m} g_{im}\, t_{im}\, \delta_{Klim}$$

$$+ \frac{1}{V_{K,L}} \frac{\varrho_{QLa} \cdot 2\pi r_2}{N/2} \sum_{m=1}^{N/2} \sum_{i=1}^{m_m} g_{im}\, t_{im}\, \delta_{Klim}$$

Eine Zusammenfassung beider Terme ist möglich durch die Ausklammerung einer Größe $\tilde{Q}_L$ und die Einführung des bereits bekannten statistischen Gewichtes g_m^T und eines neuen Gewichtes g^{VL}, welches die Quellstärken/Länge des äußeren und inneren Limiters vergleicht.

$$g^{VL} \quad \begin{cases} = 1 \text{ für den äußeren Limiter} \\ = v_L \text{ für den inneren Limiter} \end{cases}$$

und $\tilde{Q}_L = 4\pi R \, \varsigma_{QLa}$

$$n_{K,L} = \frac{1}{V_{K,L}} \frac{1}{N} \tilde{Q}_L \sum_{m=1}^{N} \sum_{i=1}^{m_m} g^{VL} g_m^T g_{im} t_{im} \delta_{Klim}$$

Die gesamte Teilchenquelle Q_L an beiden Limitern zusammen ist dann:

$$Q_L = 2\pi (R+a) \varsigma_{QLa} + 2\pi (R-a) \varsigma_{QLi} = 2\pi \varsigma_{QLa} ((R+a) + (R-a) v_L)$$

Die vorhin definierte Größe $\tilde{Q}_L$ hängt mit Q_L wie folgt zusammen :

$$\tilde{Q}_L = \frac{Q_L}{\frac{1+v_L}{2} + \frac{a}{R}\left(\frac{1-v_L}{2}\right)}$$

Sind die Quellen pro Länge am inneren und äußeren Limiter gleich, so wird $v_L = 1$ und $\tilde{Q}_L = Q_L$.

Ist nur der äußere Limiter vorhanden ($v_L = 0$), so gilt :

$$n_{K,L} = \frac{\tilde{Q}_L}{V_{K,L} N} \sum_{m=1}^{N} \sum_{i=1}^{m_m} g_m^T g_{im} t_{im} \delta_{Klim} \quad ; \quad \tilde{Q}_L = \varsigma_{QLa} \cdot 2\pi R$$

Bei der Strahlungsrekombination sind die Volumina V_m ebenfalls abhängig vom Abstand von der Torusachse. Die Dichte kann dann analog unter Einführung von g_m^T berechnet werden :

$$n_{K,L} = \frac{Q_R}{N V_{K,L}} \sum_{m=1}^{N} \sum_{i=1}^{m_m} g_m^T g_{im} g_m^R t_{im} \delta_{Klim}$$

Die Reflexionsprozesse wurden bereits in Kap. I.2 dargestellt. Die Reflexionskoeffizienten $R_N(E,\vartheta)$ und $R_{H2}(t)$, die man als Wahrscheinlichkeiten interpretieren kann, werden teilweise durch Veränderung des statistischen Gewichtes berücksichtigt (analog zur Unterdrückung der Ionisierung).

Da bei einem Wandkontakt von H - Atomen zwei Alternativen möglich sind, die beide das Verhalten der Neutralteilchen bestimmen, wird die Wahl der Alternative mit Hilfe einer gleichverteilten Zufallszahl und des Reflexionskoeffizienten R_N durchgeführt :

$$\left.\begin{matrix} g \\ \xi \end{matrix}\right\} = R_N \quad \Longrightarrow \text{ Reflexion}$$
$$\left.\begin{matrix} g \\ \xi \end{matrix}\right\} > R_N \quad \Longrightarrow \text{ Eindringen in die Wand}$$

Wurde nun während des Programmablaufs die zweite Alternative gewählt, so wird die Wahrscheinlichkeit R_{H2}, daß das eingedrungene Teilchen als "halbes" H_2 - Molekül rekombiniert und desorbiert, durch Veränderung des statistischen Gewichtes berücksichtigt.

$$g_{i+1,m} = R_{H2}\, g_{i,m}$$

Ist die vorgegebene Wahrscheinlichkeit $R_{H2} = 0$, wie z.B. zu Beginn einer Tokamakentladung, so wird aus Gründen einer besseren Statistik der Reflexionskoeffizient R_N nicht wie oben beschrieben mit Hilfe einer Zufallszahl, sondern durch Veränderung des statistischen Gewichtes berücksichtigt.

Die Genauigkeit in der Berechnung der H_2 - Dichte kann gesteigert werden, wenn nacheinander beide Alternativen (Reflexion von H bzw. Rekombination zu H_2) durchgerechnet werden.

Analog wie bei der Behandlung des nur räumlichen Problems der Raum in Zellen unterteilt wird, muß nun zusätzlich die Zeit diskretisiert werden.

Das Monte - Carlo Verfahren wird nur insofern erweitert, als daß nun zusätzlich zu den Ortsparametern ein Zeitparameter t' bei jedem Teilchen mitgeführt wird. Beim Start eines Testteilchens auf der Wand wird diese Zeit jeweils auf einen Anfangswert t_o gesetzt.

Es lassen sich zwei Probleme unterscheiden, die mit unterschiedlichem Aufwand gelöst werden können.

1) Die Neutralteilchenquelle ist impulsförmig, d.h. zum Zeitpunkt t_o steigt die Quellstärke Q der Teilchen auf einen konstanten Wert Q_{max} an und bleibt bis zur Zeit t_1 konstant. Die so erzeugte Neutralteilchendichte n kann man mit Hilfe des Monte - Carlo Verfahrens in einfacher Weise für Zeiten t_b berechnen für die gilt : $t_o < t_b \leq t_1$; wobei t_b der Beobachtungszeitpunkt ist. Allen Teilchen wird beim Start an der Wand die Zeit $t'=t_o$ zugeordnet. Man erhält die Dichte zum Zeitpunkt t_b, wenn das Verfahren in der bisherigen Weise durchgeführt wird, die Verfolgung der Testteilchen jedoch zum Zeitpunkt $t'=t_b$ abgebrochen wird.

Es hat den Anschein, als ob nur Teilchen berücksichtigt werden, die zum Zeitpunkt t_o starten. Da die Quellstärke jedoch zeitlich konstant ist und die Aufsummierung der Momente im gesamten Zeitraum $t_o < t' < t_b$ durchgeführt wird, werden indirekt auch Teilchen berücksichtigt, die in der Zeit zwischen t_o und t_b die Wand verlassen. Es können Einstellzeiten der H und H_2 Dichte bei kurzfristigen Störungen oder bei Gaseinlaß im Bereich von 0 - 500 µs berechnet werden. Die zeitliche Grenze bilden Änderungen des Hintergrundplasmas.

$$n_{k,l}(t_b) = \frac{Q_{max}}{V_{k,l}\,N} \sum_{m=1}^{N} \sum_{i=1}^{n_m} g_{im}\, t_{im}\, \delta_{klim} \; ; \; t_o \leq t' \leq t_b \qquad \text{(III.7-1)}$$

Werden die Zeiten t_b und t_1 nicht begrenzt (bisheriges Verfahren) so wird die sich im Gleichgewicht einstellende Dichte berechnet. Andererseits läßt sich auf diese Weise auch die mittlere Lebensdauer $\bar{t}$ eines Neutralteilchens errechnen :

$$\bar{t} = \frac{1}{N} \sum_{k} \sum_{l} \sum_{m=1}^{N} \sum_{i=1}^{n_m} g_{im} t_{im} \delta_{klim} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^{N} \sum_{i=1}^{n_m} g_{im} t_{im} \quad \text{(III.7-2)}$$

2) Die Neutralteilchenquelle ist in Verallgemeinerung von 1) zeitlich nicht konstant, sondern eine Zeitfunktion Q(t). Es bringt keine weiteren Komplikationen, wenn man gleichzeitig eine Zeitabhängigkeit des Hintergrundplasmas mit berücksichtigt. Bei der Unterteilung der Zeit in Zeitintervalle Δt müssen jedoch zwei Bedingungen erfüllt sein :

i) Die Zeit Δt muß klein sein gegenüber zeitlichen Änderungen der Quellstärke Q(t) sowie zeitlichen Änderungen des Hintergrundplasmas.

ii) Die Zeit Δt muß vergleichbar sein mit den Zeiten, die ein Teilchen zum Durchlaufen einer Zelle benötigt.

Die Dichte zur Zeit t_b ergibt sich dann zu :

$$n_{k,l}(t_b) = \frac{Q_{max}}{V_{k,l} N} \sum_{m=1}^{N} \sum_{i=1}^{n_m} g_{im} t_{im} G(t_b - t') \delta_{klim} \quad \text{(III.7-3)}$$

mit einem zeitabhängigen Gewicht : $G(t_b - t') = Q(t_b - t')/Q_{max}$

Die zur Berechnung der Ratenkoeffizienten benötigten zeitabhängigen Plasmafunktionen wie Elektronendichte, Elektronentemperatur und Ionentemperatur sind bei der Aufsummierung ebenfalls zu den Zeiten $t_b - t'$ zu berechnen. Die Zeitdiskretisierung Δt kann in den Fällen, bei denen $t_{i,m}$ kleiner als Δt ist zu $t_{i,m}$ genommen werden, andernfalls muß $t_{i,m}$ in mehrere Zeitintervalle unterteilt werden.

Bei der Betrachtung der Zeitabhängigkeit muß bei der Wahl von H_2 - Rekombination die zeitliche Vorgeschichte der Wand ebenfalls bekannt sein.

IV. Berechnung von Verteilungsfunktionen und Linienprofilen

IV.1 Das Stoß - Strahlungs Modell

Bisher wurden nur Neutralteilchendichten ungeachtet des Anregungszustandes berechnet. In den diagnostischen Verfahren werden jedoch Linienintensitäten und Linienprofile (H_α , H_β) gemessen. Damit die Experimente interpretiert werden können, muß das Ratengleichungssystem gelöst werden, welches eine Verknüpfung der verschiedenen Energieniveaus des neutralen Wasserstoffs beschreibt.

Dazu müssen folgende Prozesse untersucht werden. /14,15/

1) Neutralteilchen - Elektron Wechselwirkung
2) spontane Emission
3) Absorption
4) Entstehung angeregter Zustände durch H_2 - Dissoziation
5) Anregung durch Umladungsprozesse

zu 1) Elektronenstoßanregung, Stoßabregung 2. Art, Ionisierung aus den verschiedenen Niveaus sowie Strahlungsrekombination stellen wesentliche Prozesse dar. Numerische Werte für die zugehörigen Ratenkoeffizienten sind semiempirisch und werden unter der Annahme einer Maxwell Verteilung der Elektronen zu einer Temperatur T_e ermittelt /14,15/.

zu 2) Die spontane Emission stellt den wesentlichen Zerfallsprozeß angeregter Niveaus dar. Die Übergangswahrscheinlichkeiten $A_{p\to q}$ (Anhang A.I) sind so groß, daß für die betrachteten Energiebereiche der Neutralteilchen von 1-100 eV die Diffusion vernachlässigt werden kann. Die charakteristische Länge für den Zerfall $\lambda = v/A_{p-q}$ ist im ungünstigsten Fall gegeben für die hier betrachteten Niveaus mit p=4.
Dann ist $\lambda = 0.3$ cm (mit $T_H = 100$ eV und $A = 0.3018 \cdot 10^8\ s^{-1}$).

Das 2s - Niveau ist metastabil und kann daher nur durch die folgenden Prozesse zerfallen :

a) Stöße 2. Art mit Elektronen oder Elektronenstoßanregung
b) Ionisierung
c) Stöße mit Molekülen und Atomen
   $H(2s) + X \dashrightarrow H(1s) + X$
   $H(2s) + X \dashrightarrow H(2p\to 1s) + X$
   Die Wechselwirkung ist für X= He, Ar, Kr, Ne, Xe und H_2 im Energiebereich 1-10 eV untersucht worden /18/;

500 eV bis 3 keV für H_2 in /50/.
Die Querschnitte liegen bei allen Reaktionspartnern (1-10 eV) zwischen $0.5 \cdot 10^{-14}$ cm^2 und $3 \cdot 10^{-14}$ cm^2.

d) Die 2s und 2p Niveaus besitzen in 1. Näherung die gleiche Energie, so daß durch Wechselwirkung mit Elektronen der Übergang zwischen beiden Niveaus sehr schnell erfolgt.

Der zuletzt genannte Prozeß wird hier im Idealfall für alle p als unendlich schnell angesehen, so daß die Dichte aller Teilchensorten mit der gleichen Hauptquantenzahl zusammengefaßt werden können. Die einer solchen Teilchensorte zugeordnete Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich dann durch Mittelung gemäß der statistischen Gewichte aus den einzelnen Übergangswahrscheinlichkeiten.

zu 3) Eine Reabsorption der Strahlung findet nicht statt, das Plasma ist optisch dünn für alle Linien. Zur Diskussion genügt es, nur die Absorption von Linien aus der Ly - Serie zu betrachten, da praktisch nur der Grundzustand besetzt ist.

Der Intensitätsverlauf eines gerichteten Strahls ist gegeben durch :

$$\frac{d\bar{I}}{dx} = - n_1 \frac{B}{c} h\nu \, p(\nu) \, \bar{I} \quad ,$$

falls nur Absorption betrachtet wird.
Für ein homogenes Plasma gilt dann :

$I = I_0 \exp(-x/\tilde{x})$ mit der charakteristischen Länge $\tilde{x}$

$$\tilde{x}^{-1} = n_1 \frac{B}{c} h\nu \, p(\nu)$$

B : Einsteinkoeffizient der Absorption
$p(\nu)$: normiertes Absorptionsprofil
m_e : Elektronenmasse
e : Elektronenladung
Mit den Oszillatorenstärken f ergibt sich :

$$B = \frac{e^2}{4 \varepsilon_0 m_e h\nu} f \quad ; \quad \tilde{x}^{-1} = n_1 p(\nu) f \frac{e^2}{4 \varepsilon_0 m_e c} = n\sigma$$

Das Linienprofil kann mit Hilfe der Dopplerbreite $\Delta\nu_D$ (Kap. IV.2) abgeschätzt werden. $P = 1/\Delta\nu_D$.

Für Ly-α ist :

$\nu = 2.466\ 10^{15}$ Hz

$f = 0.4162$

$\Delta\nu_D = 3.3\ 10^{11}$ Hz bei $T_H = 3$ eV

Für eine maximal zulässige Absorption von 10% und bei einer charakteristischen Plasmaabmessung $l = 10$ cm , so ergibt sich für die maximal zulässige Dichte im Grundzustand n_1 :

$$n_1 < \ln(0.9)/(1\sigma) = 2\cdot10^{11}\ \text{cm}^{-3}$$

Diese Bedingung ist im gesamtem Plasmabereich erfüllt.

zu 4) Dissoziative Anregung von H_2 durch Elektronenstoß führt zu H_α und H_β Emission /51,52/.

$$e + H_2 \text{ --- } H(H_\alpha) + \ldots$$
$$e + H_2 \text{ --- } H(H_\beta) + \ldots$$

Dieser Mechanismus ist gut bekannt und in der Literatur mehrfach berichtet worden. Das Maximum des Wirkungsquerschnittes (10^{-18}cm^2 bei 80 eV Elektronenenergie (H_α)) wird in aufeinanderfolgenden Schritten erreicht, die vier verschiedenen Dissoziationsprozessen entsprechen (Abb. IV.1-1).

Diese Prozesse sind zu vergleichen mit der spontanen Emission der durch Elektronenstoß direkt angeregten H - Atome.

Für H_α : $\dfrac{n_{H2}\cdot n_{eo}\,\sigma_\alpha\, v_e}{n_3\, A_{3-2}} \approx 0.03$

und H_β : $\dfrac{n_{H2}\cdot n_{eo}\,\sigma_\beta\, v_e}{n_4\, A_{4-2}} \approx 0.04$

mit den angenommenen Werten:

$n_{H2} = 5\cdot10^{9}$ cm^{-3} (im Plasmazentrum)
$n_{eo} = 10^{13}$ cm^{-3}
$v_e = 4.2\cdot10^{8}$ cm/s ($\hat{=}$ 50 eV)
$n_3 = 1.5\cdot10^{7}$ cm^{-3}
$A_{3-2} = 4.4\cdot10^{7}$ s^{-1}
$n_4 = 10^{7}$ cm^{-3}
$A_{4-2} = 8.4\cdot10^{6}$ s^{-1}

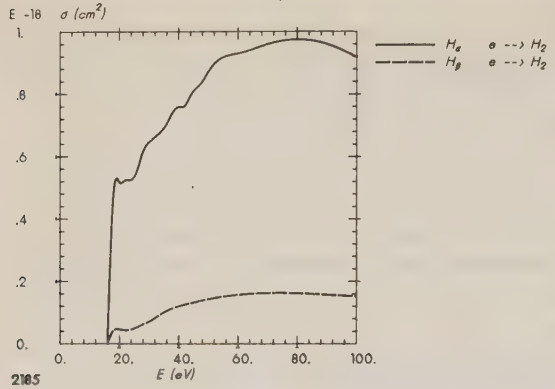


Abb. IV.1-1

Querschnitte für H_α und H_β Produktion

zu 5) Wechselwirkungen von Neutralteilchen mit Ionen

$$H^+ + H \text{ --- } H^+ + H \ (p=2,3,4\ )$$

werden in /43/ für Energien von 10-200 keV beschrieben. Die maximalen Querschnitte sind :

$$\sigma_{max} = 10^{-16}\ cm^2 \quad \text{für } p=2$$
$$= 3\cdot10^{-17}\ cm^2 \quad p=3$$
$$= 10^{-17}\ cm^2 \quad p=4$$

Soweit Messungen vorliegen, nehmen die Querschnitte mit geringer werdender Energie stark ab.
Unter der Annahme eines maximalen Querschnittes von $10^{-17}\ cm^2$ und Protonen von 50 eV ergibt sich ein Ratenkoeffizient von $10^{-10} cm^3 s^{-1}$.
Dieser Prozeß ist zu vergleichen mit der Elektronenanregungsrate bei etwa T_e = 50 eV von $3\cdot10^{-8}\ cm^3 s^{-1}$; d.h. die Elektronenstoßanregung ist um einen Faktor 300 effektiver.

Die Querschnitte für eine Anregung von H-Atomen bei einer gleichzeitigen Umladung

$$H^+ + H \text{ --- } H(2p) + H^+$$
$$H^+ + H \text{ --- } H(2s) + H^+$$

werden in /43/ angegeben. Die maximalen Querschnitte liegen bei beiden Prozessen um $3\cdot10^{-17} cm^2$. Für die Anregung der 2s Zustände wurden die Messungen bis herunter zu 1 keV durchgeführt; die Querschnitte liegen hier nur noch bei $2\cdot10^{-18} cm^2$.

Folgende Prozesse werden nun berücksichtigt :

1) Elektronenstoßanregung n_p --- n_q , $q > p$; $n_p n_e C_{pq} \uparrow$

2) Stoßabregung 2. Art n_p --- n_q , $q < p$; $n_p n_e C_{pq} \downarrow$

3) Ionisierung n_p --- n_i ; $n_p n_e {}^{ie}\Sigma_p$

4) spontane Emission n_p --- n_q , $q < p$; $n_p R_{pq} \downarrow$

5) Strahlungsrekombination n_i --- n_p ; $n_i n_e {}^{R}\Sigma_p$

6) Dreierstoßrekombination n_i --- n_p ; $n_i n_e^2 C_p \downarrow$

Die Kontinuitätsgleichungen für die verschiedenen Wasserstoffzustände lauten :

$$\dot{n}_p + \operatorname{div} \vec{\Gamma}_p = Q_p \qquad \text{(IV.1-1)}$$

mit $\vec{\Gamma}_p$: Fluß der Teilchen im Zustand p ; Q_p : Quellterm

Unter den oben angegebenen Bedingungen können die Strömungsterme für die angeregten Niveaus ($p \geq 2$) vernachlässigt werden.

$$\operatorname{div} \vec{\Gamma}_p = 0$$

Das gründet sich auf die Tatsache, daß wechselseitige Übergänge zwischen den angeregten Zuständen und dem Kontinuum viel häufiger sind als zwischen ihnen und dem Grundzustand. Diese Argumentation bezieht sich ausdrücklich auf den Fall des optisch dünnen Plasmas.

Die Kontinuitätsgleichung für den Grundzustand wird implizit durch die Lösung der Boltzmanngleichung (Kap.II ; Kap. III) gelöst. Dabei wurde angenommen, daß alle rekombinierten Ionen lokal nach Durchlaufen einer Strahlungskaskade in den Grundzustand gelangen. Die Vernachlässigung angeregter Niveaus bei beiden Modellen ist möglich, da $n_p \ll n_1$ für $p \geq 2$.

Das gesamte Zeitverhalten der angeregten Zustände wird als stationär betrachtet. Daher lautet die Kontinuitätsgleichung für die Angeregten nur noch :

$$Q_p = 0 \quad \text{für } p \geq 2 \qquad \text{(IV.1-2)}$$

Es genügt demnach, die Dichte angeregter Niveaus durch die jeweilige Dichte des Grundzustandes auszudrücken und zu normieren:

$$\beta_p = \frac{n_p}{n_p^{(E)}} = \tau_p^{(0)} + \tau_p^{(1)} \beta_1 \quad , p \geq 2 \qquad \text{(IV.1-3)}$$

Die Dichte wird dabei aufgespalten in einen konstanten Term $r_p^{(0)}$, der unabhängig vom Grundzustand ist und die Kopplung zum Kontinuum beschreibt und in einen Anteil, der proportional zur Grundzustandsdichte ist. Es ist dann :

$$\beta_1 = n_1 / n_1^{(E)}$$

Der Index (E) bezeichnet die von (n_e, n_i, T_e) abhängige Dichte im lokalen thermischen Gleichgewicht (LTE).

$$n_p^{(E)} = \frac{n_e n_i}{S_p} \qquad \text{(IV.1-4)}$$

mit : $$S_p = \frac{1}{(4\pi)^{3/2} a_0^3} \frac{1}{p^2} s^{-3/2} \exp\left(-s_{p,\bar{p}+1}\right) \qquad \text{(IV.1-5)}$$

(Saha Boltzmann Verteilung)

a_0 : Bohr'scher Radius ; s : reziproke reduzierte Elektronentemp.

$$s = \frac{\chi_H}{kT_e} \qquad \text{(IV.1-6)}$$

$$s_{p,q} = \frac{s}{p^2}\left(1 - \frac{p^2}{q^2}\right) \qquad \text{(IV.1-7)}$$

χ_H : Ionisierungsenergie von H

Die Gleichung $Q_p = 0$ lautet nun :

$$n_p \left\{ \sum_{q=1}^{p-1} n_e C_{pq}\downarrow + \sum_{q=1}^{p-1} R_{pq}\downarrow + \sum_{q=p+1}^{\bar{p}} n_e C_{pq}\uparrow + n_e^{ie}\Sigma_p \right\} = \qquad \text{(IV.1-8)}$$

$$\sum_{q=1}^{p-1} n_q n_e C_{qp}\uparrow + \sum_{q=p+1}^{\bar{p}} n_q \left[n_e C_{qp}\downarrow + R_{qp}\downarrow \right] + n_e^2 n_i C_p\downarrow + n_e n_i {}^R\Sigma_p$$

Die Abbildungen Abb. IV.1-2 und IV.1-3 zeigen das Verhältnis der Dichte im angeregten Niveau zur Dichte im Grundzustand für p=2 und p=3 (mit $\bar{p}$ =4) als Funktion der Elektronentemperatur mit der Elektronendichte als Parameter. Wenn die Kopplung an das Kontinuum vernachlässigt werden kann, sind die Dichten angeregter

Zustände direkt proportional zur Dichte im Grundzustand. Dies bedeutet, daß die Dichte angeregter Zustände sowie die Linienintensitäten bei den Rechnungen auch linear sind bezüglich der vorgegebenen Quellstärke Q der Neutralteilchen am Limiter.

Die Vernachlässigbarkeit des Kontinuums hängt jedoch von der Elektronendichte, von der Elektronentemperatur und auch von der Grundzustandsdichte ab. In Abb. IV.1-2 sind die Abweichungen für $n(p=1) = 10^8\ cm^{-3}$ dargestellt.

Der Einfluß des Kontinuums ist auch unterschiedlich groß, wenn man Niveaus mit verschiedenen Hauptquantenzahlen p betrachtet.

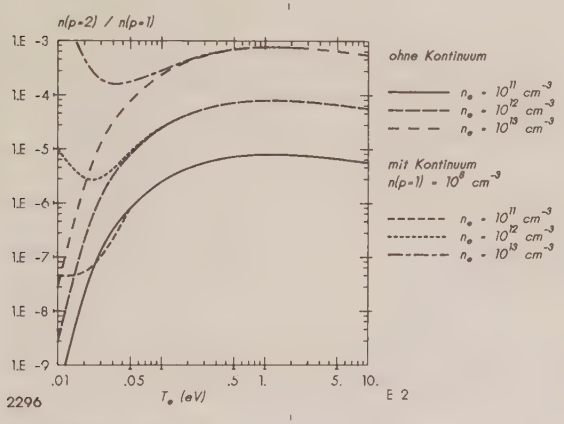


Abb. IV.1-2

Dichteverhältnis für p=2

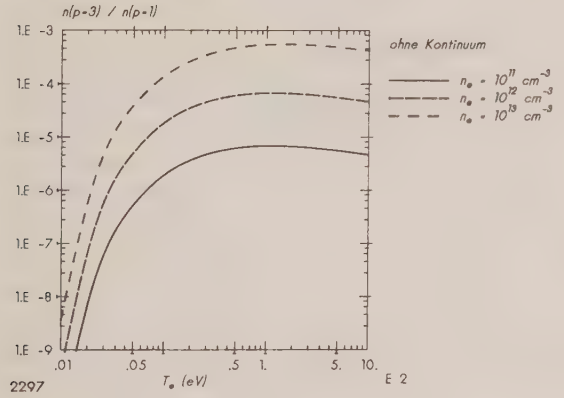


Abb. IV.1-3

Dichteverhältnis für p=3

In Abb. IV.1-4 und Abb. IV.1-5 sind die zugehörigen Grenzkurven für p=2 und p=3 dargestellt. Das Kontinuum wirkt sich nur in Bereichen aus, die links von den Grenzkurven liegen.

Die Neutralteilchendichten n(p=1) müssen für die Beobachtung von p=3 (H_α) bei dem Experiment UNITOR im Plasmazentrum größer als 10^8 cm^{-3} und im Wandbereich größer als 10^9 cm^{-3} sein, damit das Kontinuum vernachlässigt werden kann (vgl. Arbeitsbereich von UNITOR in Abb. IV.1-5).

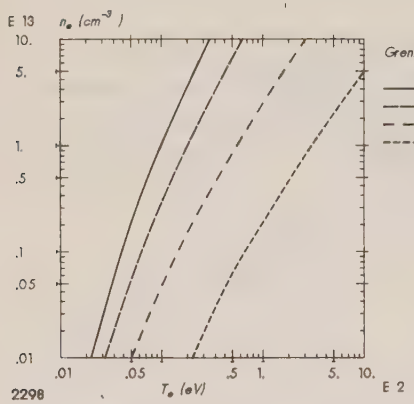


Abb. IV.1-4
Grenzkurven für p=2

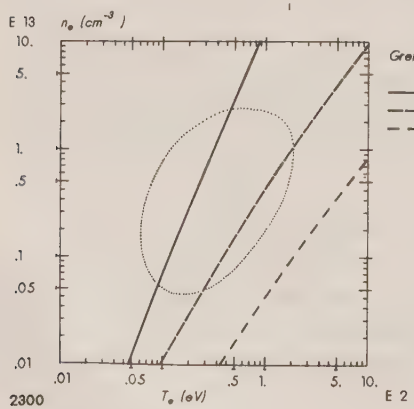


Abb. IV.1-5
Grenzkurven für p=3
.... Arbeitsbereich von UNITOR

Die Grenzkurven für p=3 gelten auch für das Dichteverhältnis n(p=3)/n(p=2) (Abb. IV.1-6) , welches zur Auswertung von Resonanzstreumessungen an H_α herangezogen werden muß (vgl. Anhang A.I). Das obere Niveau wird bis zur Sättigung gepumpt; das Verhältnis der Dichten wird dann /64/

$$n(p=3)_s \; / \; n(p=2)_s = g_3/g_2 = 2.25$$

Ein beachtlicher Unterschied zwischen n(p=3)/p(p=2) und dem Grenzwert (das Meßsignal ist $\Delta n(p=3) = n(p=3)_s - n(p=3)$) ist im Wesentlichen genau dann vorhanden, wenn das Kontinuum zu vernachlässigen ist, d.h. wenn keine Rekombination stattfindet.

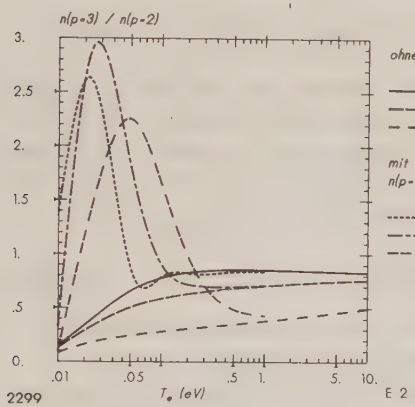


Abb. IV.1-6

Verhältnis angeregter Niveaus mit p=3 und p=2

Zur Berechnung der Verteilungsfunktion der Neutralteilchen wird jede Zelle noch unterteilt nach Geschwindigkeitskomponenten in x - Richtung. Um die beiden Energiebereiche (Franck Condon Energie; Ionenenergie) zu erfassen, wurden zur Einteilung der Zellen zwei Energiebereiche gewählt.

$$-3 \le \frac{v_x}{v_{FC}} \le 3 \quad ; \quad -3 \le \frac{v_x}{v_{ion}} \le 3$$

mit :

$$v_{FC} = \sqrt{\frac{2kT_{FC}}{m_H}} \quad ; \quad v_{ion} = \sqrt{\frac{2kT_{ion}}{m_H}}$$

Die an jedem Ort erhaltenen Verteilungsfunktion werden auf 1 normiert :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\xi, x, y)\, d\xi = 1 \quad ; \quad \xi = \frac{v_x}{v_{FC}} \; ; \; \frac{v_x}{v_{ion}} \qquad \text{(IV.2-1)}$$

Da bei der Anregung durch Elektronenstoß der Impulsübertrag durch das geringe Massenverhältnis zu vernachlässigen ist und ferner kein nennenswerter Transport der angeregten Zustände stattfindet, ist die normierte Verteilungsfunktion $\tilde{f}_p$, p=2,3,4 der angeregten Zustände gleich der Verteilungsfunktion im Grundzustand.

$$\tilde{f}_p(\xi, x, y) = \tilde{f}_1(\xi, x, y) \quad ; \quad p = 2,3,4, \qquad \text{(IV.2-2)}$$

Dies gilt natürlich nur so lange, wie die Kopplung an das Kontinuum zu vernachlässigen ist. Daraus ergibt sich für die nicht normierte Verteilungsfunktion der angeregten Teilchen :

$$f_p(\xi, x, y) = n_p(x, y)\, \tilde{f}_1(\xi, x, y) \qquad \text{(IV.2-3)}$$

Die durch seitliche Beobachtung als Funktion von ξ und y meßbaren Linienprofile ergeben sich dann durch Integration über den Sehstrahl :

$$I_p(\xi, y) = \int f_p(\xi, x, y)\, dx \qquad \text{(IV.2-4)}$$

Die horizontal und vertikal beobachtbaren Linienintensitäten sind dann :

$$I_p(y) = \int n_p(x, y)\, dx \quad ; \quad I_p(x) = \int n_p(x, y)\, dy \qquad \text{(IV.2-5)}$$

Die Integrale werden numerisch durch Summierung über die einzelnen Zellen durchgeführt.

Bei der Berechnung der Linienprofile wurde als einziger Verbreiterungsmechanismus die Dopplerverbreiterung berücksichtigt. Ist die Geschwindigkeitskomponente in Beobachtungsrichtung v_x, so gilt für die Wellenlängen bzw. Frequenzverschiebung :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{v_x}{c}$$

Bei einer reinen Gaußverteilung der Geschwindigkeitskomponente ist die halbe Halbwertsbreite :

$$\Delta\lambda_{D12} = \left(\frac{2kT\ln 2}{mc^2}\right)^{1/2}\lambda_0 = v\cdot\sqrt{\ln 2}\,\lambda_0 = 3.855\cdot 10^{-5}\sqrt{T(eV)}\cdot\lambda_0$$

$\Delta\lambda_{D/2}$	3 eV	50 eV
H_α	0.438 A	1.788 A
H_β	0.324 A	1.32 A
H_γ	0.289 A	1.18 A

Bezüglich der in dieser Arbeit durchgeführten Normierung v_x/v_{FC} ergibt sich :

$$\Delta\lambda = \lambda_0\left(\frac{v_x}{v_{Fc}}\right)\cdot\frac{v_{Fc}}{c} = \frac{v_x}{v_{Fc}}\,\frac{1}{\sqrt{\ln 2}}\,\Delta\lambda_{D12\,Fc} \qquad \text{(IV.2-7)}$$

Die nicht berücksichtigten Verbreiterungsmechanismen sind :

1) Verbreiterung durch das Apparateprofil
2) Feinstrukturaufspaltung
3) Zeeman- bzw. Paschen - Back Effekt ($\Delta E \simeq \mu_B B = h\cdot\Delta\nu$)
4) Stark Effekt (translatorisch) /53/

Eine Abschätzung zeigt folgende Tabelle :

	H_α	H_β	
1)	0.29 A	0.29 A	10μ Spaltbreite (volle Halbwertsbreite)
	0.436 A	0.436 A	50μ -"-
	0.715 A	0.715 A	100μ -"-
2)	0.142 A	0.08 A	Feinstrukturaufspaltung
3)	~ 0.321A	~0.176 A	für 1.6T (Energieaufspaltung)
4)	≲ 0.06 A	≲0.07 A	1.6T , 3 eV Teilchen (Termverschiebung)
	≲ 0.37 A	≲0.41 A	1.6 T , 100 eV -"-

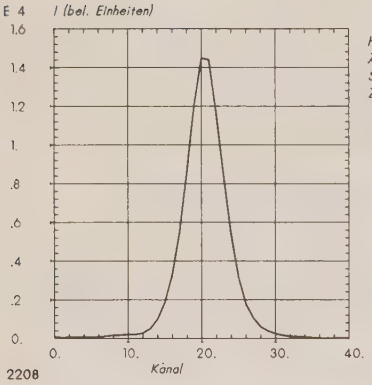


Abb. IV.2-1

Apparateprofil des OSA Systems

V. Systematische Untersuchungen (Monte - Carlo Verfahren)

V.1 Vergleich mit anderen Theorien

Wie bereits in der Einleitung diskutiert wurde, existieren eindimensionale theoretische Ergebnisse für den Neutralteilchentransport, die zum Teil in Zylinder- oder auch in ebener Geometrie (ebene Wand) ausgeführt sind. Zunächst werden die Ergebnisse des Monte - Carlo Verfahrens mit Ergebnissen von Gilligan (Multigroup-Verfahren) und Düchs (Generations Verfahren) verglichen /6/.

Das Monte Carlo Verfahren wurde daher so abgeändert, daß der Spezialfall eines zylinderförmigen Gefäßes ebenfalls berechnet werden kann.

Die Abb. V.1-1 zeigt den radialen Verlauf der Neutralteilchendichte im Tokamak ST für verschiedene Modelle. Die Werte des Monte - Carlo Verfahrens liegen dabei fast auf der Kurve des Generations Verfahrens. Die eingezeichneten Fehlerbalken kennzeichnen die statistischen Abweichungen; sie liegen in der Plasmamitte bei ca. 6%, am Plasmarand bei ca. 4%. Die Übereinstimmung ist überraschend gut, obwohl die Zahl der Zellen (20 Zellen längs des Durchschnittes) für den hier auftretenden Dichteunterschied von fast 10^2 recht gering gewählt ist. Die noch auftretende Abweichung liegt zum Teil daran, daß die Plasmaparameter und Ratenkoeffizienten stückweise konstant gehalten werden.
(Nähere Angaben zu den bei den Rechnungen benutzten Parametern und berücksichtigten Effekten findet man im Anhang tabellarisch unter der Versuchsnummer (hier PKM229)).

Interessant für die Abschätzung der Wandbelastung ist das Neutralteilchenspektrum der auf eine Wand auftreffenden Teilchen. Abb. V.1-2 zeigt die Kurve, die durch das Multigroup Verfahren gewonnen wurde (durchgezogene Kurve) sowie die Ergebnisse des Monte - Carlo Verfahrens (offene Quadrate) ebenfalls für das Tokamakexperiment ST. Beide Berechnungen stimmen bis auf statistische Schwankungen gut überein.

Zum Vergleich wurde noch die Maxwellverteilung zur mittleren Energie des Spektrums eingezeichnet, man erkennt; daß die Maxwellverteilung wesentlich weniger heiße Teilchen aufweist.

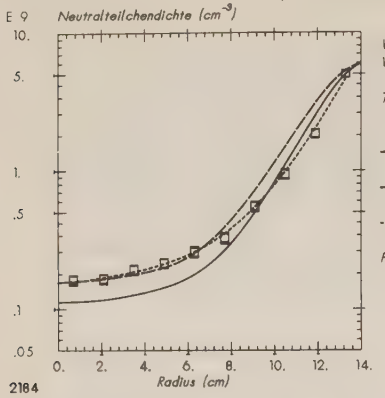


Abb. V.1-1

Vergleich verschiedener Verfahren

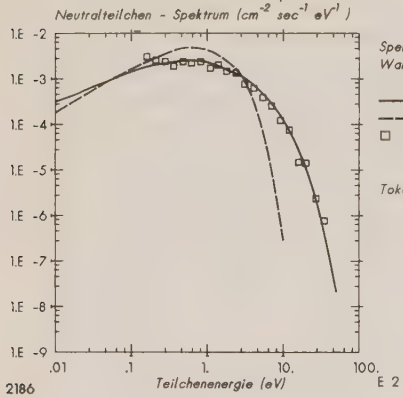


Abb. V.1-2

Neutralteilchenspektrum

V.2 Systematische Untersuchung der Einflüsse verschiedener Parameter

Das Experiment UNITOR liegt mit seinen Parametern in einem Bereich, der bei großen Fusionsmaschinen in Wandnähe anzutreffen ist. Aus diesem Grunde können hier gezielt, auch wegen der guten Zugänglichkeit Wandprozesse untersucht werden, die auch für große Tokamakexperimente von Bedeutung sind.

Das Ziel ist es nun, die spektroskopischen Messungen, die sowohl integral als auch lokal durchgeführt werden, mit den Ergebnissen der Rechnungen zu vergleichen und dann, falls möglich, Rückschlüsse auf Wandprozesse und Plasmaparameter durchzuführen.

Obwohl die Plasmaparameter wie Elektronendichte, Elektronentemperatur und Ionentemperatur sowie deren räumliche Profile zum Teil gemessen werden, ist es erforderlich, die Einflüsse dieser Parameter auf die numerischen Ergebnisse systematisch zu studieren, um die Einflüsse von Meßfehlern bei der Bestimmung der Plasmaparameter abschätzen zu können.

Die Diagnostiken im Bereich der Neutralteilchenanalyse sind :

1) Messung der Linienprofile von H_α und H_β . /56/
2) Messung des räumlichen Intensitätsverlaufs von H_α und H_β /56/ (integriert über die Sichtlinie)
3) lokale Messung der Dichte des Niveaus p=2 durch Resonanzspektroskopie /55/

Die statistische Genauigkeit der Ergebnisse des Monte - Carlo Verfahrens wird in Anhang A.II angegeben.

Die Elektronendichte ist der Plasmaparameter, der den größten Einfluß auf das Neutralteilchenverhalten sowie die daraus resultierenden Meßgrößen ausübt.

a) Neutrale Atome werden durch Elektronen ionisiert
b) Die Umladung ist direkt abhängig von der Ionendichte, die im Idealfall gleich der Elektronendichte ist
c) Die den Messungen zugänglichen angeregten H - Atome entstehen erst durch Elektronenstoß

In Abb. V.2-1 wird die Dichte der H - Atome im Zustand p=2 für verschiedene Elektronendichten n_{eo} über den Torusquerschnitt dargestellt.

$$n_{eo} = 5 \cdot 10^{12}\ cm^{-3} \quad (PKM233)$$
$$= 1 \cdot 10^{13}\ cm^{-3} \quad (PKM230)$$
$$= 3 \cdot 10^{13}\ cm^{-3} \quad (PKM231)$$
$$= 5 \cdot 10^{13}\ cm^{-3} \quad (PKM232)$$

Die Abbildungen zeigen jedoch nur eine Hälfte des Querschnittes, da bezüglich der x - Achse Symmetrie vorliegt. Die Limitereinströmung an den Koordinaten (x=10 cm, y=0 cm) und (x=-10 cm, y=0 cm) ist deutlich an den ausgeprägten Maxima zu erkennen. Während die Dichte im Grundzustand (Abb. V.2-2) bis zur Wand weiter ansteigt, fällt die Dichte angeregter Atome wieder ab, da in Wandnähe die Zahl der für die Anregung notwendigen Elektronen gering ist. Die Absolutwerte der Dichten in den Maxima steigen mit wachsender Elektronendichte stark an (Tab.V.2-1) ; die Asymmetrie zwischen innerem und äußerem Limiter nimmt ebenfalls zu.

In der Abb. V.2-3 werden Schnitte längs der Achse x=0 cm für verschiedene Elektronendichten zusammengefaßt. Bei einer Elektronendcihte von $n_{eo} = 10^{13}\ cm^{-3}$ ist ein Maximum der Dichte in der Plasmamitte nur schwach ausgeprägt. Bei höheren Elektronendichten fällt die Dichte im Zentrum stark ab, während sich Maxima ausbilden, die annähernd konstante Absolutwerte besitzen, sich jedoch in Richtung zur Wand verschieben.

Eine Messung des Dichteverlaufs durch Resonanzspektroskopie ermöglicht dann durch einen Vergleich mit diesen theoretischen Kurven eine empfindliche Elektronendichtebestimmung im Bereich

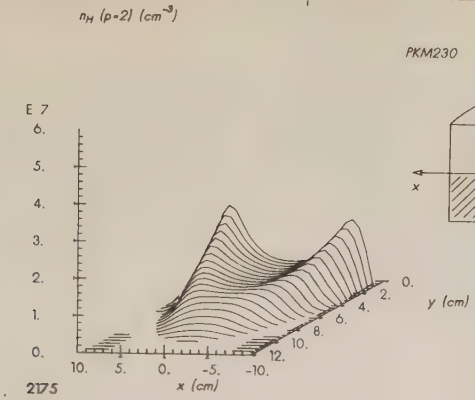
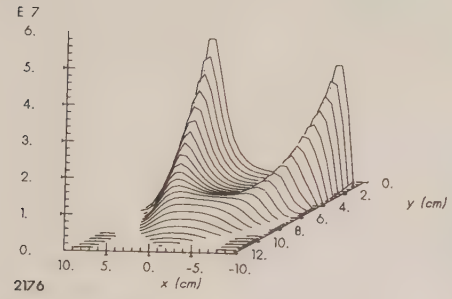


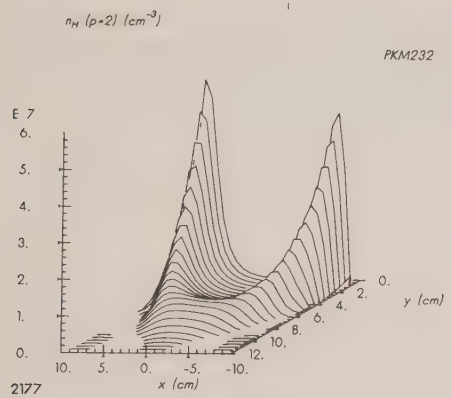
Abb. V.2-1

Dichte angeregter Atome für verschiedene Elektronendichten

$n_{eo} = 10^{13}$ cm^{-3}



$n_{eo} = 3\ 10^{13}$ cm^{-3}



$n_{eo} = 5\ 10^{13}$ cm^{-3}

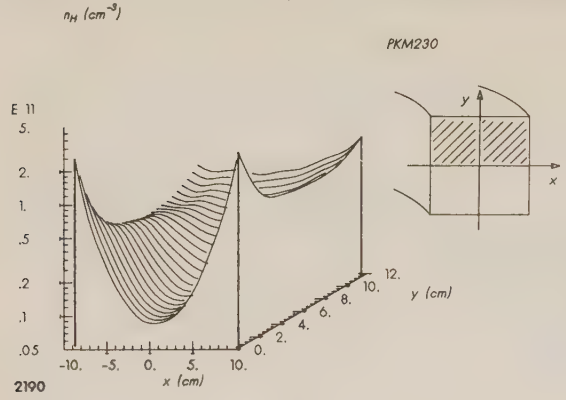


Abb. V.2-2

Dichteverlauf im Grundzustand

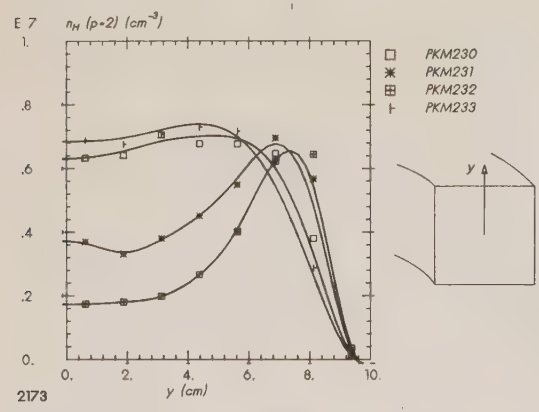


Abb. V.2-3

Dichte angeregter Atome längs der Achse x=0 cm

$n_{e0} > 10^{13}$ cm^{-3}, vorausgesetzt, daß andere Parameter wie Elektronentemperatur, Ionentemperatur und Wandwechselwirkungen entweder durch andere Messungen bekannt sind, oder nur einen unwesentlichen Einfluß auf die theoretischen Dichteprofile ausüben.

	a)	b)	c)
$n_{eo} = 5\ 10^{12}\ cm^{-3}$	$1.1\ 10^{7}$	$1.4\ 10^{7}$	$6.8\ 10^{6}$
$= 1\ 10^{13}\ cm^{-3}$	$1.8\ 10^{7}$	$2.1\ 10^{7}$	$6.1\ 10^{6}$
$= 3\ 10^{13}\ cm^{-3}$	$3.6\ 10^{7}$	$4.3\ 10^{7}$	$3.7\ 10^{6}$
$= 5\ 10^{13}\ cm^{-3}$	$4.8\ 10^{7}$	$5.8\ 10^{7}$	$1.6\ 10^{6}$

a) $n_H(p=2)(cm^{-3})$: Maximum am inneren Limiter
b) : Maximum äußerer Limiter
c) : Minimum in der Plasmamitte

Tab. V.2-1

Der Spektroskopie zugänglich (H_α ,H_β) sind Linienprofile, die unter seitlicher Beobachtung mit verschiedenen y - Koordinaten durchgeführt werden können. In Abb. V.2-4 a,b,c werden solche theoretischen Profile für verschiedene Elektronendichten n_{eo} gezeigt, wobei zunächst nur der zentrale kalte Teil der Linie diskutiert wird. Für y = 0 cm ergeben sich stark strukturierte Linien, die durch die Wirkung der Limiter verursacht werden. Bei einer Elektronendichte von $n_{eo} = 10^{13}\ cm^{-3}$ ergeben sich zwei fast symmetrisch liegende Extrema. Das linke Extremum wird durch Dopplerverschiebung von Teilchen erzeugt, die eine negative Geschwindigkeitskomponente in x - Richtung besitzen; die also vom äußeren Limiter herrühren und in das Plasma eindringen, während das zweite Extremum auf die Wirkung des inneren Limiters zurückzuführen ist. Es wurde bereits gezeigt, daß toroidale Effekte bei einer Elektronendichte von $n_{eo} = 10^{13}\ cm^{-3}$ nicht stark sind; die beiden Extrema sind also fast gleichartig. Bei höheren Elektronendichten wird der Beitrag des inneren Limiters zur Linie geringer; es ist nur noch eine schwach ausgeprägte Struktur im rechten Teil der Linie zu erkennen. Eine Umrechnung der normierten Geschwindigkeitskoordinaten auf die H_α Linie ergibt dann am Ort des Extremums eine Wellenlängenverschiebung von $\Delta\lambda = 0.4$ A (Rotverschiebung).

Wie bereits in Kap. IV gesagt wurde, liegt die Linienaufspaltung im Magnetfeld hier ebenfalls in dieser Größenordnung (0.62 A), so daß dieser Effekt experimentell schwer nachweisbar ist.

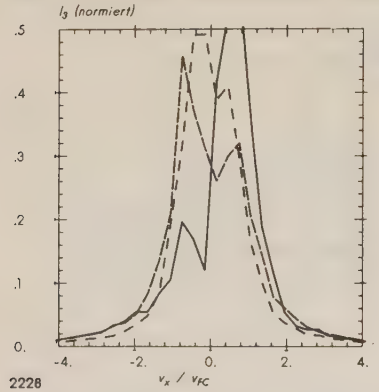
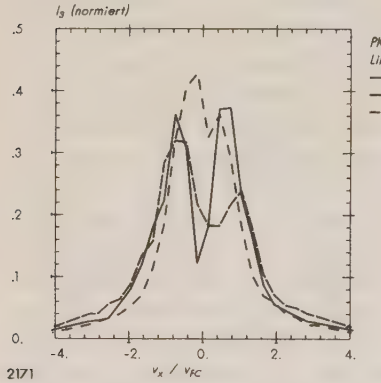


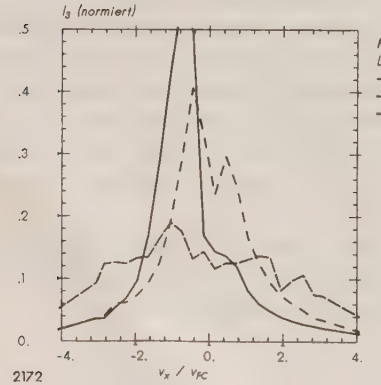
Abb. V.2-4

Linienprofile für H_α

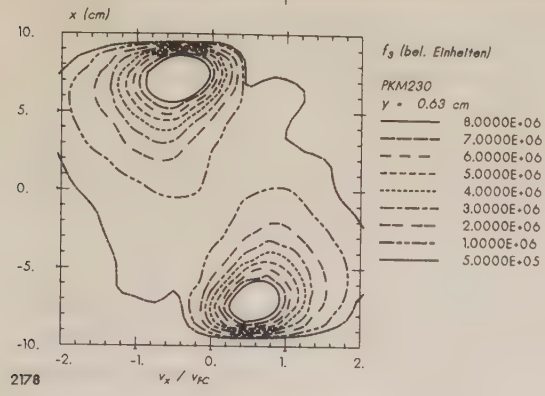
$n_{eo} = 5 \cdot 10^{12} cm^{-3}$

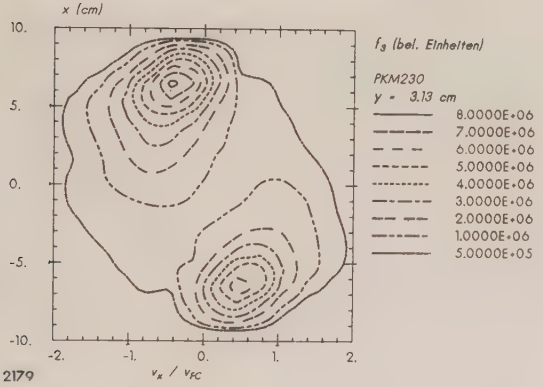


$n_{eo} = 10^{13} cm^{-3}$



$n_{eo} = 3 \cdot 10^{13} cm^{-3}$





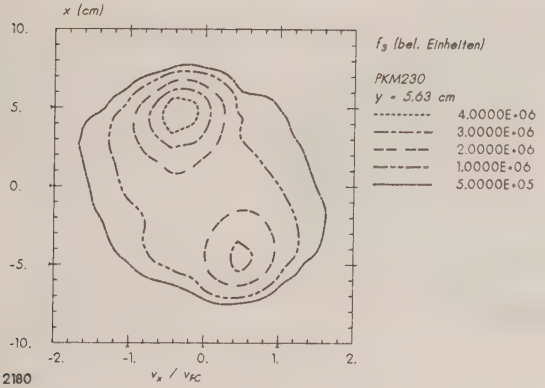


Abb. V.2-5

Verteilungsfunktionen f_3 für $n_{e0} = 1 \cdot 10^{13}\,cm^{-3}$

Eine geringe Verbesserung ist noch möglich durch die Beobachtung von H_β ; hier liegt die Verschiebung bei 0.31 Å und die Magnetfeldaufspaltung bei 0.35 Å.

Dieses Verhalten kann durch die nicht normierte Verteilungsfunktion f_3 der angeregten Teilchen als Funktion der normierten Geschwindigkeitskoordinate und der Ortskoordinate x, die in Richtung des Sehstrahls verläuft, erklärt werden (Abb. V.2-5).

Das Maximum der Verteilungsfunktion verschiebt sich mit wachsender y - Koordinate immer weiter zur Mitte; das bedeutet nichts anderes, als daß der überwiegende Teil der Strahlung aus einem mehr oder weniger stark ausgeprägten Ring hoher Dichte angeregter Teilchen stammt (vgl. Abb. V.2-1).

Vergleicht man Höhenschichtlinien mit konstantem f_3 , so erkennt man an allen y - Koordinaten einen ähnlichen Untergrund heißer Teilchen, denen in Limiternähe viele "kalte" Teilchen überlagert sind. Bei einer Elektronendichte von $n_{eo} = 3\ 10^{13}\ cm^{-3}$ zeigen die Höhenschichtlinien an den Extrema eine längliche Form; sie sind in Richtung der x - Koordinate gestaucht, da die Eindringtiefe bei hohen Elektronendichten stark abnimmt. (Abb. V.2-6).

Die Rechnungen zeigen ebenfalls, daß H_α und H_β Linien sowohl in der Linienmitte als auch in den Linienflügeln Unterschiede zeigen (Abb. V.2-7 ; Abb. V.2-8)

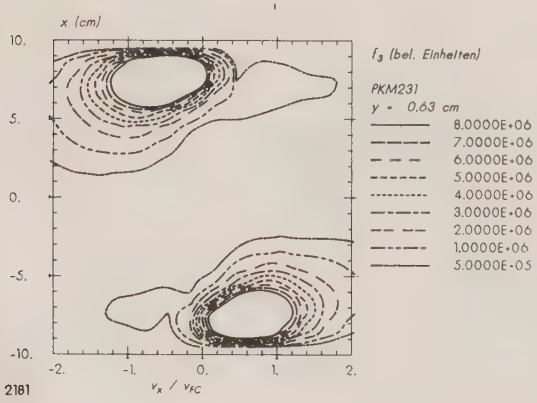


Abb. V.2-6

Verteilungsfunktion f_3 für $n_{eo} = 3 \cdot 10^{13}\ cm^{-3}$

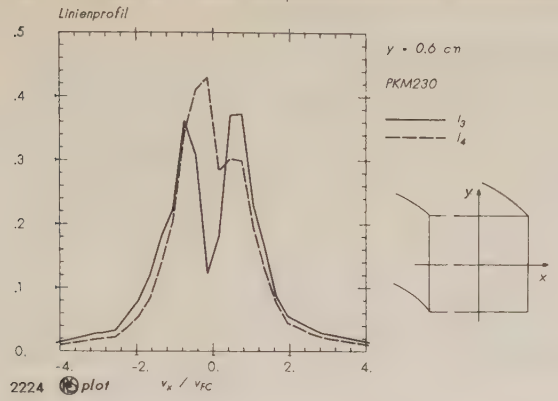


Abb. V.2-7

Vergleich von H_α und H_β in der Linienmitte

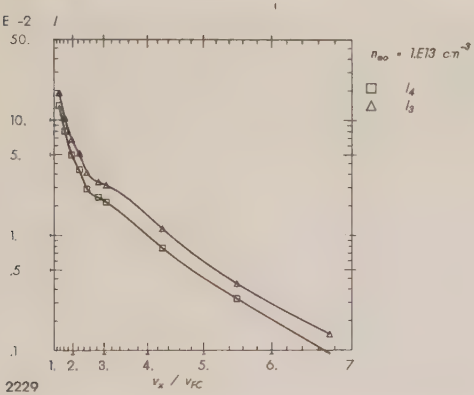


Abb. V.2-8

Vergleich von H_α und H_β in den Linienflügeln

Wenn auch eine Interpretation der Messungen in der Linienmitte fast unmöglich sein wird, so können jedoch die Linienflügel viele Informationen liefern. Das Verhältnis der Anzahl "kalter" zur Anzahl "heißer" Teilchen, d.h. die Intensitätsverhältnisse in der Linienmitte und in den Linienflügeln werden stark durch verschiedene Parameter beeinflußt (Elektronendichte, Ionentemperatur)

In Abb. V.2-9 wird die Intensität der normierten Linienprofile in den Linienflügeln an den Stellen v_x/v_{FC} = +/- 4.287 als Funktion der Elektronendichte dargestellt.

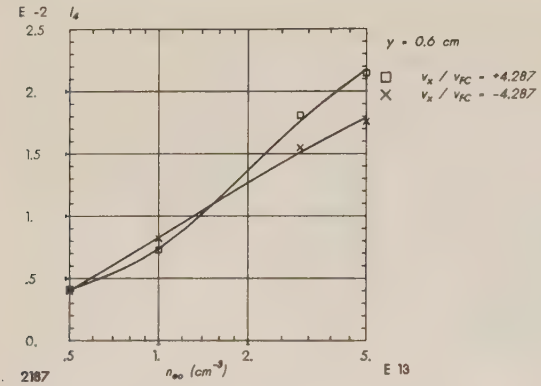


Abb. V.2-9

Intensität in den Linienflügeln

Die Intensitäten, das heißt die relative Zahl heißer Teilchen steigen mit wachsender Elektronendichte. Etwa ab einer Elektronendichte von $n_{eo} = 2\ 10^{13}\ cm^{-3}$ liefern beide Linienflügel unterschiedliche Intensitäten, die toroidalen Effekte werden größer. Es bewegen sich dann geringfügig mehr heiße Teilchen in negativer x - Richtung.

Trägt man die Intensität heißer Teilchen für verschiedene Elektronendichten als Funktion der Beobachtungsrichtung (y - Koordinate) auf, so erhält man die in Abb. V.2-10 dargestellten Kurven, die ausgeprägte Maxima etwas abseits der Limiterzone (y=0 cm) aufweisen. Dieses Verhalten kann geometrisch interpretiert werden. Wie man an den bereits gezeigten Verteilungsfunktionen sehen kann,

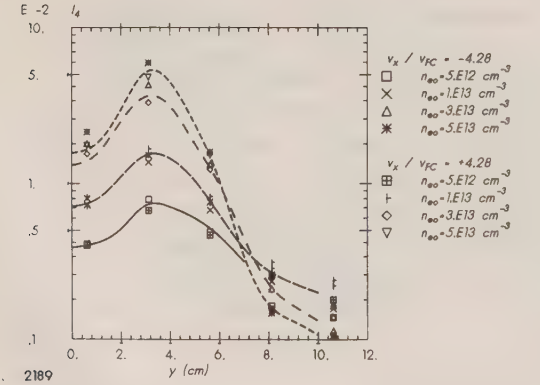


Abb. V.2-10

räumlicher Verlauf der Intensitäten (heißer Teil)

verschiebt sich der Bereich maximaler Strahlung in Richtung zum Plasmazentrum, wenn bei y = 3 cm beobachtet wird. Kalte Teilchen, die vom Limiter einströmen, sind wegen der geringen freien Weglänge bereits stark gedämpft, während heiße umgeladene Neutralteilchen größere freie Weglängen besitzen und so erheblich zum Linienprofil beitragen. Die Absolutintensität nimmt zwar mit wachsender y - Koordinate ab, der starke Anstieg von y = 0 cm bis y = 3 cm (Abb. V.2-10) wird dann nur durch die Normierung der Profile erzwungen. Obwohl beide Linienflügel insbesondere bei hohen Elektronendichten geringe Abweichungen aufweisen, wird aus Gründen der Übersicht nur eine gemittelte Kurve für jede Elektronendichte eingezeichnet.

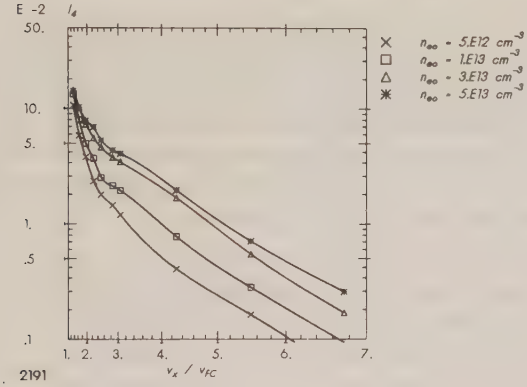


Abb. V.2-11

Linienprofile für verschiedene Elektronendichten

In Abb. V.2-11 werden die vollständigen Linienprofile mit quadratisch - logarithmischer Auftragung dargestellt. Die Temperatur, die sich aus der Steigung der Kurven ergibt, sind für verschiedene Elektronendichten n_{eo} näherungsweise gleich, vorausgesetzt, die extremen Linienflügel werden ausgewertet. Eine reine Gaußverteilung der Geschwindigkeiten würde eine Gerade ergeben, aus der sich die zugehörige Temperatur bestimmen läßt durch :

$$\frac{T}{T_{FC}} = \frac{d\xi}{d\eta} \qquad \text{mit} \quad \xi = \left(\frac{v_x}{v_{FC}}\right)^2 \; ; \; \eta = \ln T$$

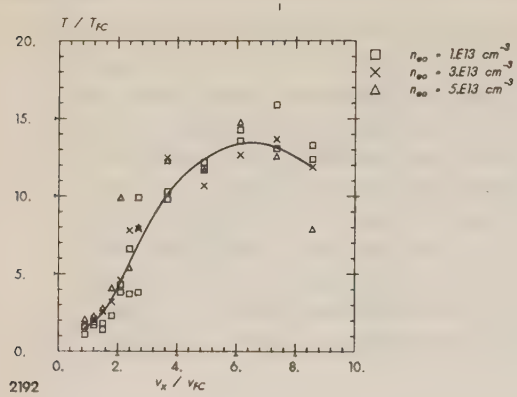


Abb. V.2-12

"Temperatur" - Bestimmung aus den Linienflügeln

In Abb. V.2-12 wird die nun so berechnete Temperatur als Funktion der normierten Geschwindigkeiten aufgetragen. Es ergibt sich kein konstanter Wert wie bei einer Gaußverteilung, so daß man für die so berechnete Größe T/T_{FC} eigentlich nicht mehr den Begriff "Temperatur" verwenden sollte. Diese Größe eignet sich dennoch als rechnerisches Hilfsmittel; man findet, daß diese "Temperatur" ca. 75% der maximalen Ionentemperatur Tio/T_{FC} erreicht.

Die statistische Genauigkeit dieser Größe kann abgeschätzt werden durch einen Vergleich der beiden Rechnungen PKM230 und PKM234. Im Bereich $1 < v_x/v_{FC} < 2$ und $4 < v_x/v_{FC} < 6$ liegen die Schwankungen nur bei etwa 15-20%; dies liegt daran, daß die beiden Geschwindigkeitsintervalle der Franck - Condon und der Ionentemperatur entsprechen und daher in diesem Bereich viele Testteilchen vorliegen. Im Übergangsgebiet liegt der Fehler bei ca. 50%; oberhalb von $v_x/v_{FC} = 8$ wird eine Auswertung fast unmöglich.

Ein Teil der Schwankungen ist auch auf Strukturen in den Profilen zurückzuführen. Für die Interpretation von Messungen ist wichtig, daß diese Temperatur im Rahmen der Genauigkeit unabhängig von der Elektronendichte n_{eo} ist.

Verändert man die Beobachtungsrichtung, so zeigt sich, daß die aus den extremen Linienflügeln gewonnene Temperatur geringer erscheint (Abb. V.2-13).

Dies kann damit erklärt werden, daß bei größerer y - Koordinate Plasmabereiche mit geringerer Ionentemperatur beobachtet werden. Da natürlich auch von heißeren Plasmagebieten Teilchen mit einer Geschwindigkeitskomponente in x - Richtung ins Beobachtungsvolumen gelangen und auch heiße Teilchen von den Wänden reflektiert werden können, muß die so ermittelte Temperatur immer größer sein als die maximale Ionentemperatur längs des Sehstrahls.

Dieses Verhalten spiegelt sich gut in Abb. V.2-14 wieder, wo die normierten Temperaturen T/T_{FC} für $v_x/v_{FC} = 5$ als Funktion der Beobachtungslage (y - Koordinate) aufgetragen wird. Ferner wird in diesem Diagramm das in der radialen Richtung benutzte Temperaturprofil Nr. 1 für die Ionen dargestellt. Im Rahmen der statistischen Fehler liegt die aus den Linien gewonnene Temperatur auf oder oberhalb des vorgegebenen Profils. Es ist im folgenden Abschnitt noch zu untersuchen, inwieweit Wandmechanismen die Temperaturbeobachtung im Randbereich verändern.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß auf diese Weise eine obere Grenze des Ionentemperaturprofils ermittelt werden kann.

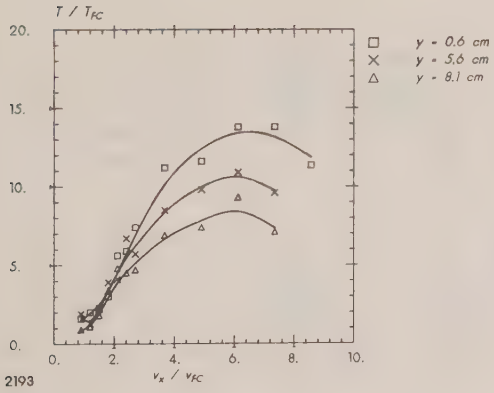


Abb. V.2-13

Temperaturbestimmung bei verschiedenen Beobachtungsrichtungen

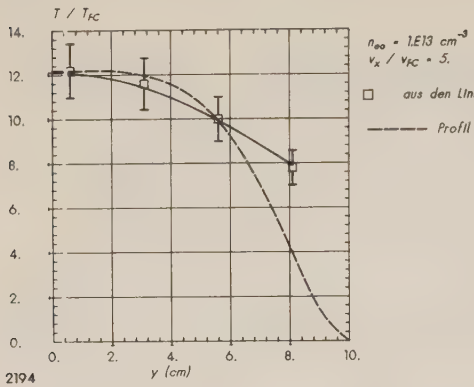


Abb. V.2-14
räumlicher Temperaturverlauf

Weitere Informationen über das Plasma können aus dem Intensitätsverlauf der H_α und H_β - Linien für verschiedene Beobachtungsrichtungen gewonnen werden. In Abb. V.2-15 wird der Intensitätsverlauf bei horizontaler Beobachtung für verschiedene Elektronendichten wiedergegeben. Man erkennt bei y = 0 cm , also an den Limitern für alle Elektronendichten ausgeprägte Maxima, deren Absolutwerte fast unabhängig von der Elektronendichte sind. Der Verlauf der Profile ist bei allen Dichten fast dreiecksförmig, so daß sich aus der Gestalt der normierten Intensitätsprofile kaum eine Aussage über die Elektronendichte gewinnen läßt. Anders ist dies jedoch bei vertikaler Beobachtung, bei der die den Limitern vorgelagerten Maxima der Dichte angeregter Teilchen

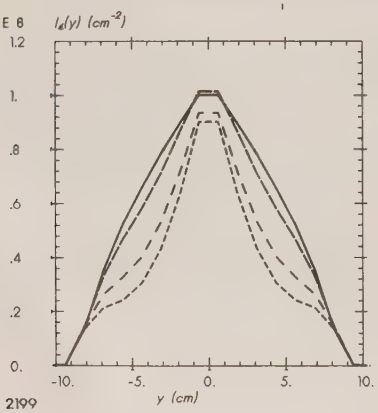


Abb. V.2-15
Intensitätsverlauf bei horizontaler Beobachtung

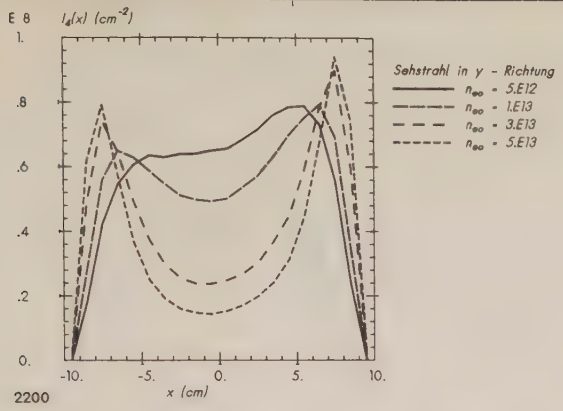


Abb. V.2-16

Intensitätsverlauf bei vertikaler Beobachtung

auch bei der hier durchgeführten integralen Beobachtung noch erkennbar sind. Toroidale Effekte sind hier leicht zu erkennen. Aus den Verhältnissen von maximaler zu minimaler Intensität lassen sich Rückschlüsse auf die Elektronendichte durchführen. (Abb. V.2-16)

Der Messung nicht direkt zugänglich, jedoch für das Verständnis des Neutralteilchenverhaltens wichtig, ist der Verlauf der Neutralteilchentemperatur. In Abb. V.2-17 ist die auf die maximale Ionentemperatur normierte Neutralteilchentemperatur aufgetragen. Entscheidend geht auch hier die Elektronendichte ein; die Neutralteilchentemperatur erreicht in der Plasmamitte bei einer

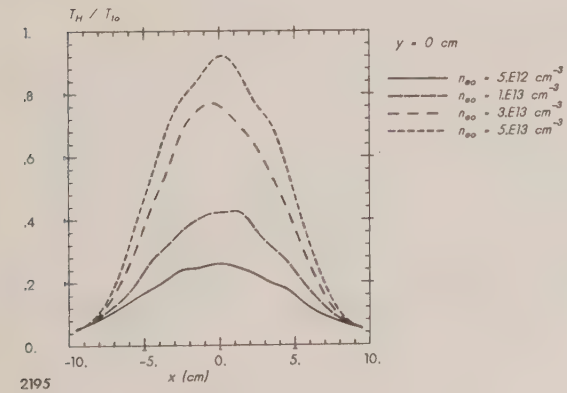


Abb. V.2-17

normierte Neutralteilchentemperatur für verschiedene Elektronendichten

Elektronendichte von $n_{eo} = 5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} fast die Ionentemperatur. Bei einer Elektronendichte von nur $n_{eo} = 5 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} beträgt das Verhältnis annähernd 0.25. Eine Asymmetrie durch toroidale Effekte ist im Rahmen des statistischen Fehlers nicht festzustellen.

Der Verlauf der Teilchenflüsse an der inneren/äußeren Toruswand ist für eine Elektronendichte von $n_{eo} = 10^{13}$ cm^{-3} in Abb. V.2-18 dargestellt. Die Flüsse an der inneren Toruswand sind wegen der toroidalen Geometrie geringer.

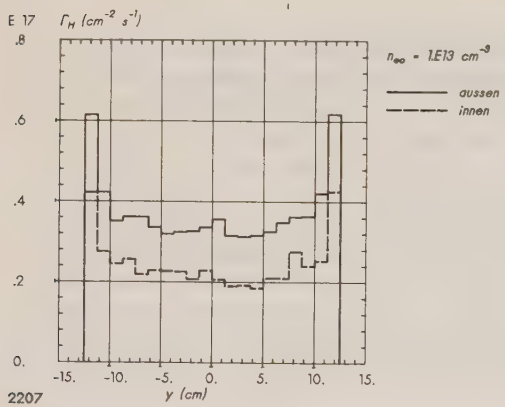


Abb. V.2-18

Teilchenflüsse an der inneren und äußeren Toruswand

Das für die Beurteilung der Wandbelastung wichtige Neutralteilchenspektrum wird in Abb. V.2-19 für drei Wandbereiche a) äußere b) obere/untere c) innere Toruswand und drei verschiedene Elektronendichten dargestellt. Die Unterschiede in den Absolutwerten sind auf toroidale Effekte zurückzuführen. An allen Wandbereichen sind zwei Maxima in den Teilchenflüssen zu erkennen, die den kalten Teilchen von 3 eV und heißen umgeladenen Teilchen von ca. 50 eV entsprechen. An der inneren Toruswand sind die Flüsse niederenergetischer Teilchen um die Hälfte geringer, während die Flüsse hochenergetischer Teilchen nur unwesentlich voneinander abweichen.

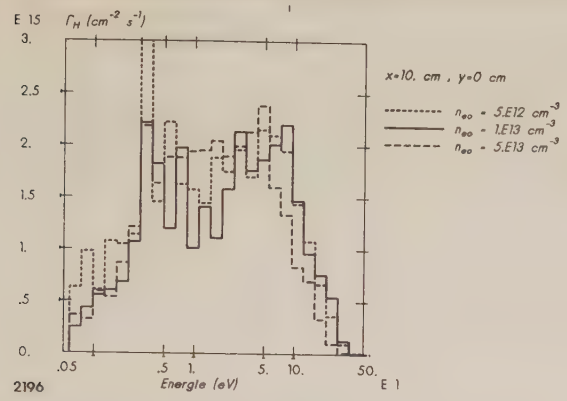
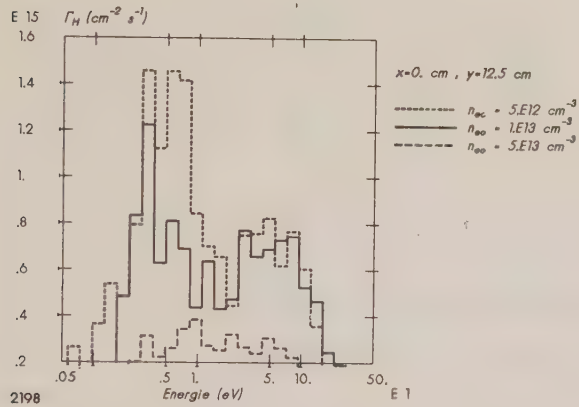


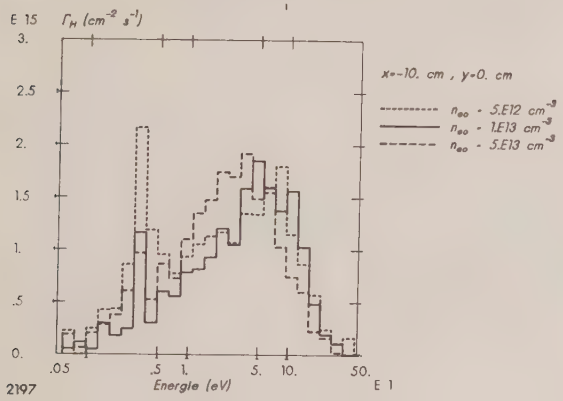
Abb. V.2-19

Neutralteilchen-spektren

a) außen



b) oben/unten



c) innen

Verfolgt man nun die Abhängigkeit von der Elektronendichte, so kann folgendes beobachtet werden:

1) Die Teilchenflüsse fallen bei wachsender Elektronendichte sehr stark an der oberen/unteren Toruswand ab, während sie an den anderen beiden Toruswänden fast unverändert bleiben (Tab. V.2-2)
2) Das Maximum der Flüsse heißer Teilchen verschiebt sich zu niedrigeren Energien.

Eine Erklärung hierfür ist, daß die Eindringtiefe der Neutralteilchen bereits in einer weiter aussen gelegenen Zone geringerer Ionenenergie umgeladen werden.

n_{eo} (cm^{-3})	Γ_a	Γ_i	$\Gamma_{o/u}$	Recyc	E_{dep}/T	E_{dep}
$5\ 10^{12}$	3.4E16	2.2E16	1.6E16	0.615	13.5	1267
$1\ 10^{13}$	3.0E16	1.8E16	1.2E16	0.687	14.3	1140
$1\ 10^{13}$	3.0E16	1.8E16	1.3E16	0.693	14.3	1136
$3\ 10^{13}$	3.0E16	1.7E16	0.7E16	0.775	11.9	675
$5\ 10^{13}$	3.1E16	2.0E16	0.5E16	0.800	9.6	500

Γ_a, Γ_i, $\Gamma_{o/u}$: Flüsse außen, innen, oben/unten in $cm^{-2}s^{-1}$

E_{dep}/T : Energieübertrag pro Teilchen (eV)

E_{dep} : Energieübertrag an die Wand in J/s

Tab. V.2-2 Teilchenflüsse und Energieübertrag

Die in Tabelle V.2-2 unter Recycling wiedergegebene Größe ist das Verhältnis der im Plasma ionisierten zur Zahl der an den Limitern erzeugten Testteilchen; die übrigen Teilchen verbleiben im Wandmaterial.

Das so definierte Recycling steigt mit wachsender Elektronendichte an, da die freien Weglängen geringer und die Wahrscheinlichkeit für Ionisation größer wird. (Abb. V.2-20). Die bereits in den letzten Abbildungen diskutierte Verschiebung der Flüsse zu geringeren Energien (bei steigender Elektronendichte) spiegelt sich auch in der Spalte E_{dep}/T wieder, in der die mittlere von einem Teilchen an die Wand abgegebene Energie aufgetragen ist.

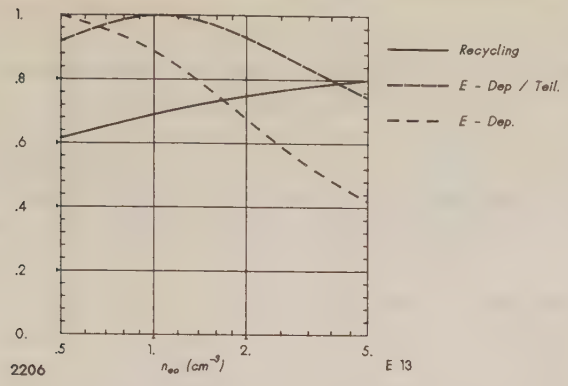


Abb. V.2-20
relativer Verlauf von Recycling, E_{dep}/T und E_{dep}

Diese gemittelte Energie fällt von einer Elektronendichte von $n_{eo} = 5 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} bis zu $5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} um 25%.
Die insgesamt pro Zeiteinheit an die Wand abgegebene Energie steigt zunächst mit wachsender Elektronendichte an, durchläuft jedoch bei $n_{eo} = 10^{13}$ cm^{-3} ein Maximum und fällt schließlich ab.

Die für einen Tokamakbetrieb wichtige Schlußfolgerung ist also, daß die für eine Fusion erwünschte hohe Elektronendichte den Nebeneffekt hat, daß die mittlere Energie der auf die Wand treffenden Neutralteilchen abnimmt, so daß die durch Sputtern verursachten Verunreinigungen abnehmen. Ferner nimmt auch die an den Wänden durch Neutralteilchen deponierte Energie nicht weiter zu.

1) Ionentemperatur

Da die Ionentemperatur nur durch Umladungsprozesse die Neutralteilchen beeinflussen kann, werden die Auswirkungen auf das Neutralteilchenverhalten geringer sein als Einflüsse durch Veränderung der Elektronendichte. Starke Einflüsse sind also nur dort zu erwarten, wo energieabhängige Funktionen wie Linienprofile, Neutralteilchenspektren und Neutralteilchentemperaturen untersucht werden.

In diesem Kapitel werden die Testläufe :

PKM239 : T_{io} = 25 eV
PKM230 : = 50 eV und
PKM236 : = 100 eV miteinander verglichen

Durch Veränderung der mittleren freien Weglänge umgeladener Teilchen ändert sich der Verlauf der Neutralteilchendichte nur schwach (Abb. V.2-21). Da diese Unterschiede in der Grundzustandsdichte zu vernachlässigen sind, gilt dies auch für die angeregten Zustände und die daraus resultierenden Linienintensitäten. Die Intensitäten in den Linienflügeln steigen jedoch mit wachsender Ionentemperatur an.

In Abbildung V.2-22 werden die Linienflügel in quadratisch - logarithmischer Skalierung dargestellt; eine Veränderung der Ionentemperatur führt zu starken Änderungen der Steigung der Profile.

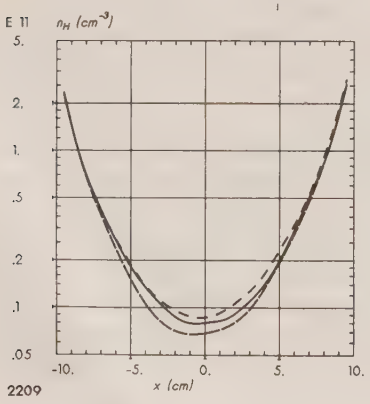


Abb. V.2-21

Neutralteilchendichte im Grundzustand

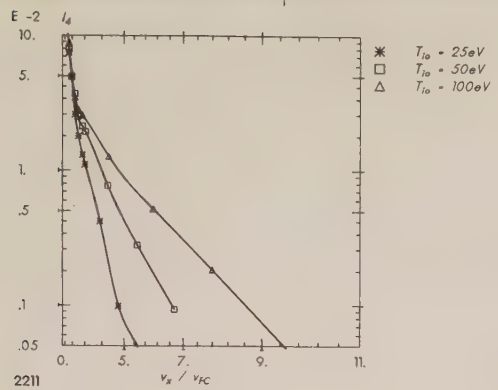


Abb. V.2-22

Linienprofile für verschiedene Ionentemperaturen

Der räumliche Verlauf der Intensität in den Linienflügeln (bei $v_x/v_{FC} = 4.2$) bleibt dagegen in der Form erhalten (Abb. V.2-23).

Wie auch schon aus Abb. V.2-22 zu ersehen ist, ergeben die aus den Steigungen ermittelten Temperaturen unterschiedliche Werte (Abb. V.2-24). Alle Kurven zeigen im Übergangsgebiet starke Schwankungen und für große v_x/v_{FC} einen Abfall der so ermittelten Temperatur. Mittelt man die Temperaturwerte, die in der Nähe des Maximums liegen und dividiert man noch durch die Ionentemperatur T_{io}, so zeigt es sich, daß die aus den Linienflügeln ermittelte Temperatur immer nur ca. 75% der maximalen Ionen-

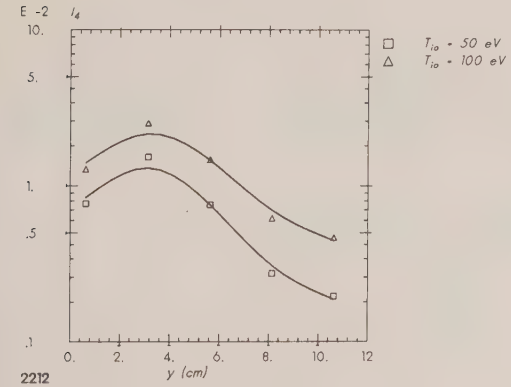


Abb. V.2-23

räumlicher Verlauf der Intensitäten für $v_x/v_{FC} = 4.2$

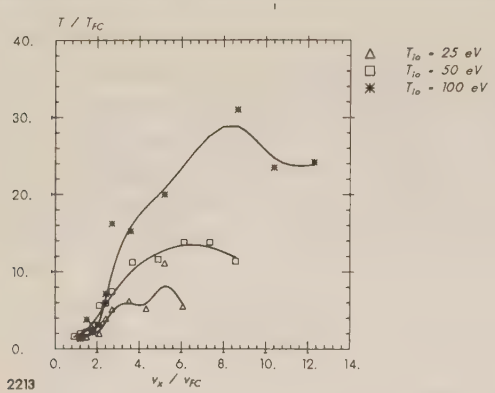


Abb. V.2-24

Temperaturbestimmung aus den Linienflügeln

temperatur erreicht.

T_{io}	$T/T_{FC\ max}$	$T/T_{io\ max}$
25 eV	6.4	0.77
50 eV	12.3	0.74
100 eV	24.6	0.74

Tab. V.2-3

Ähnlich wie bei einer Ionentemperatur von 50 eV zeigt sich auch bei einer Ionentemperatur von 100 eV ein Abfall der ermittelten Temperaturen, wenn man außerhalb der Plasmamitte beobachtet. Der räumliche Verlauf der Neutralteilchentemperatur (-Energie)

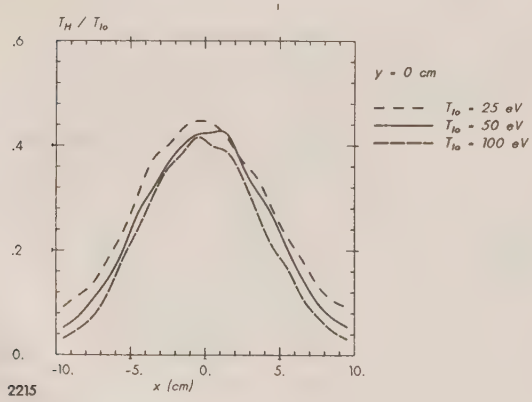


Abb. V.2-25

normierte Neutralteilchentemperatur

ist näherungsweise direkt proportional zur Ionentemperatur T_{io}, so daß die in Abb. V.2-25 gezeigten auf die Ionentemperatur normierten Neutralteilchentemperaturen fast den gleichen Verlauf besitzen.

In Abb. V.2-26 wird das Neutralteilchenspektrum an der äußeren Toruswand für verschiedene Ionentemperaturen dargestellt. Die niederenergetischen Teile des Spektrums unterscheiden sich kaum, während das Maximum im hochenergetischen Teil bei höheren Ionenenrgien zu höheren Teilchenenergien verschoben ist.

Die mit wachsender Ionentemperatur zunehmenden Flüsse (Tab.v.2-3) sind vorwiegend auf steigende Flüsse im oberen Energiebereich

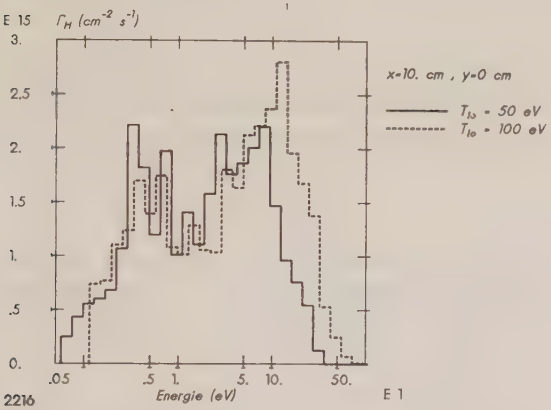


Abb. V.2-26
Neutralteilchenspektrum (äußere Toruswand)

T_{io} (eV)	Γ_a	Γ_i	$\Gamma_{o/u}$	Recyc	E_{dep}/T	E_{dep}
25	2.9E16	1.5E16	1.1E16	0.718	6.8	472
50	3.0E16	1.8E16	1.2E16	0.690	14.3	1140
100	3.3E16	2.0E16	1.3E16	0.648	28.6	2250

Tab. V.2-4 Teilchenflüsse und Energieübertrag
(Einheiten wie in Tab. V.2-2)

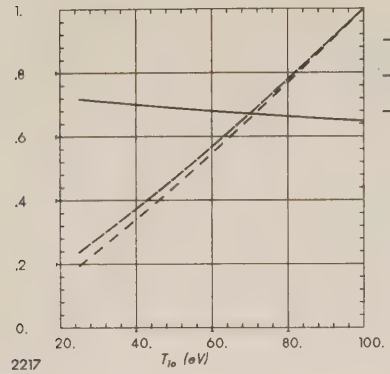


Abb. V.2-27
relativer Verlauf von Recycling, E_{dep}/T und E_{dep}

zurückzuführen.

Der Recycling - Koeffizient reagiert bei einer Variation der Ionentemperatur nur schwach, die an die Wände abgegebenen Energien steigen jedoch stark bei zunehmender Ionenenergie an (Abb. V.2-27).

2) Elektronentemperatur

Eine Änderung der Elektronentemperatur geht in das Neutralteilchenverhalten nur indirekt über geänderte Ratenkoeffizienten für Ionisierung und Elektronenstoßanregung ein. Alle diese Ratenkoeffizienten besitzen im Bereich von 50 - 150 eV Maxima, so daß der Einfluß der Elektronentemperatur gering ist.

Bei einer Elektronentemperatur von T_{eo} = 200 eV ist die Grundzustandsdichte im Zentrum nur unwesentlich geringer als bei T_{eo} = 100 eV (Abb. V.2-28). Die Dichte angeregter Atome fällt ebenfalls in den inneren Plasmabereichen bei höherer Elektronentemperatur, steigt jedoch in weiter außen gelegenen Zonen leicht an. (Abb. V.2-29).

Bei der Beobachtung der Linienintensitäten von H_β in vertikaler Richtung sind die Maxima deutlicher ausgeprägt und zeigen damit den gleichen Effekt wie bei einer geringen Elektronendichteerhöhung (Abb. V.2-30)

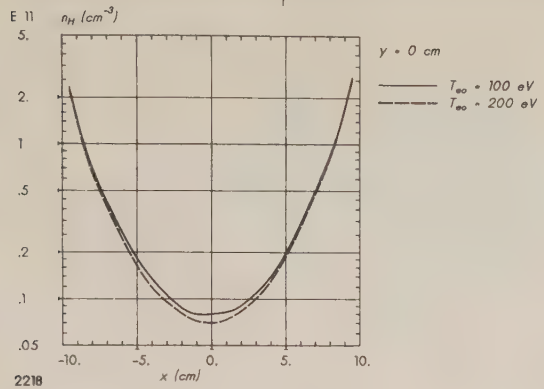


Abb. V.2-28

Neutralteilchendichte im Grundzustand

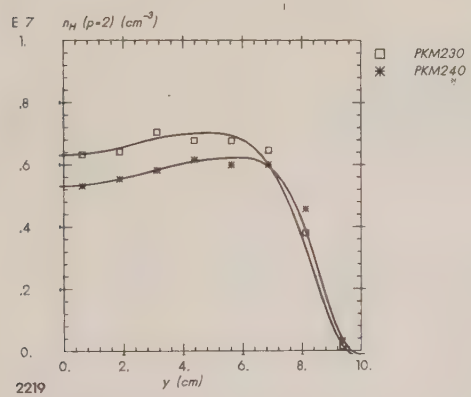


Abb. V.2-29

Dichte angeregter Atome längs Achse x = 0 cm

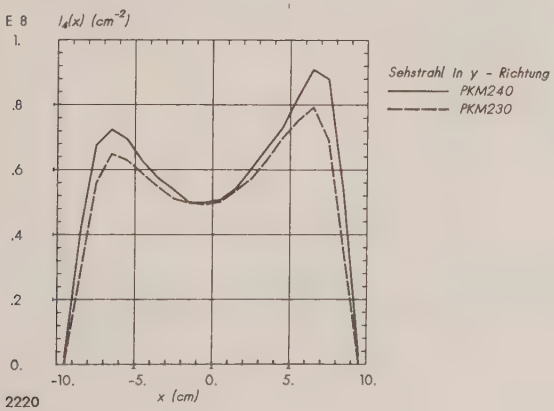


Abb. V.2-30

Intensitätsverlauf bei vertikaler Beobachtung

V.2.3 Der Einfluß verschiedener Reflexionskoeffizienten

Der bereits in Kap. I.2.2 besprochene Teilchenreflexionskoeffizient ist im Bereich kleiner 15 eV nicht bekannt. Aus diesem Grund werden hier vier Modelle (A,B,C,D) untersucht. Dabei wird in vier Testläufen (PKM230, PKM238, PKM237 und PKM307) nur reine Einströmung atomaren Wasserstoffs an den Limitern vorgegeben.

Es zeigt sich (Tab. V.2-5), daß zwischen den Modellen (A) und (B) bezüglich der globalen Größen wie Recycling und Energiedeposition praktisch kein Unterschied besteht. Die Abweichungen für die Dichten und Flüsse liegen im Bereich der statistischen Fehler.

Für das Modell (C), bei dem fast totale Absorption von H - Atomen bei senkrechtem Einfall vorliegt, nimmt der Recycling Koeffizient und die globale Energieabgabe an die Wände leicht ab.

Die vergleichsweise größten Unterschiede sind durch Modell (D) gegeben, bei dem für kleine Energien vollständige Reflexion angenommen wurde. Dies führt dazu, daß der Recycling Koeffizient stark ansteigt. Der verstärkte Neutralteilchenaustausch zwischen Plasma und Wand führt zu einer erhöhten Energieabgabe an die Wand, wobei jedoch die Energieabgabe pro Teilchen im Mittel abnimmt.

	Modell	Γ_a	Γ_i	$\Gamma_{o/u}$	Recyc	E_{dep}/T	E_{dep}
PKM230	A	3.0E16	1.8E16	1.2E16	0.687	14.3	1140
PKM238	B	3.2E16	1.9E16	1.2E16	0.687	14.3	1140
PKM237	C	3.0E16	1.6E16	1.1E16	0.636	14.3	945
PKM307	D	3.8E16	2.2E16	1.4E16	0.793	12.6	1322

	$n_H(10,0)$	$n_H(0,0)$	$T_H(0,0)$
PKM230	2.7E11	8.2E9	21.2
PKM238	2.7E11	8.0E9	21.5
PKM237	2.8E11	7.4E9	20.5
PKM307	3.2E11	9.4E9	21.3

Tab. V.2-5 (Einheiten wie Tab. V.2-2)

Die Neutralteilchentemperatur im Plasmazentrum ist bei allen Modellen gleich. Die Neutralteilchendichte im Plasmazentrum und

an der Wand ist nur bei Modell (D) geringfügig höher.

Die Unterschiede in den Linienprofilen der Modelle (A) und (D) wird in Abb. V.2-31a und V.2-31b für die Linienflügel und die Linienmitte dargestellt. Die Abweichungen in den Linienflügeln sind gering; die Unterschiede in der Linienmitte sind zwar ausgeprägt, experimentell jedoch wegen weiterer Verbreiterungsmechanismen nicht interpretierbar.

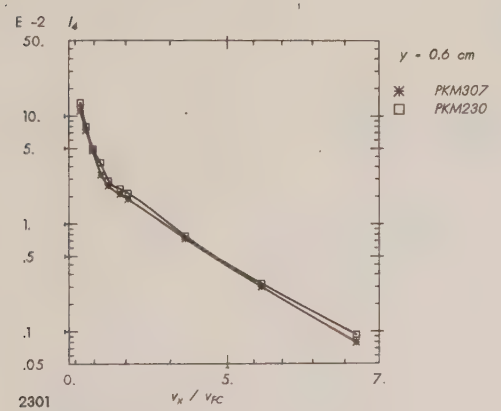


Abb. V.2-31a

Linienprofile für Modell (A) und (D)
a) Linienflügel

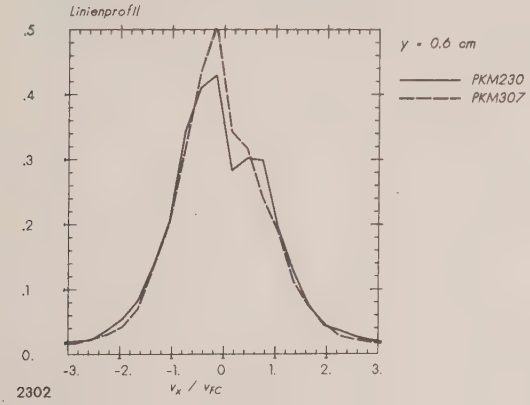


Abb. V.2-31b

b) Linienmitte

V.2.4 Der Einfluß bei Einströmung molekularen Wasserstoffs

Durch Rekombination von H - Atomen am Limiter besteht ein großer Teil der ins Plasma einfließenden Neutralteilchen aus molekularem Wasserstoff. Unter der Annahme, daß je 50% der H - Atome in molekularer und atomarer Form ins Plasma gelangen, ergeben sich die Ergebnisse der Rechnung PKM242. Der zusätzliche Einfluß durch das Reflexionsmodell (D) behandelt die Rechnung PKM310.

	Modell	Recyc	E_{dep}/T	E_{dep}	$T_H(0,0)$	$n_H(0,0)$	$n_H(10,0)$
PKM230	A	0.687	14.3	1140	21.2	8.2E9	2.7E11
PKM242	A	0.759	15.2	908	20.1	7.3E9	1.6E11
PKM310	D	0.835	13.4	1082	21.2	7.9E9	1.8E11

	$n_{H2}(0,0)$	$n_{H2}(10,0)$
PKM230	4.6E9	5.5E10
PKM242	1.1E10	7.0E11
PKM310	1.1E10	7.0E11

Tab. V.2-6 (Dichten in cm^{-3}; sonst wie Tab. V.2-2)

Der Recycling Koeffizient wird für die hier betrachteten Fälle größer, insbesondere, wenn zusätzlich Modell (D) betrachtet wird. Die Dichten von molekularem und atomarem Wasserstoff liegen in der gleichen Größenordnung (Abb. V.2-32).

Ein Unterschied in den Linien bezüglich der H_2 - Einströmung ist in den Linienflügeln nicht und in der Linienmitte (Abb. V.2-33) nur begrenzt festzustellen, so daß es mit diagnostischen Mitteln (Spektroskopie von H - Linien) nicht möglich ist, beide Fälle zu unterscheiden.

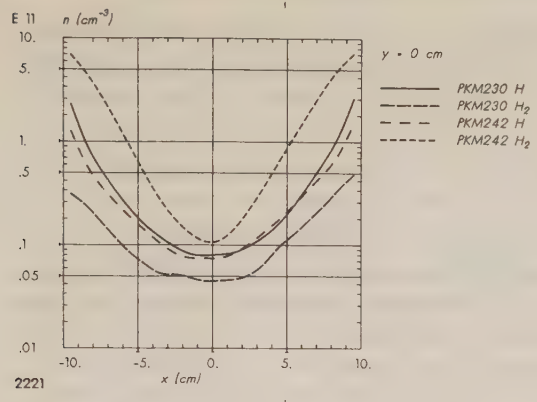


Abb. V.2-32

H und H_2 Dichten mit und ohne H_2 - Einströmung

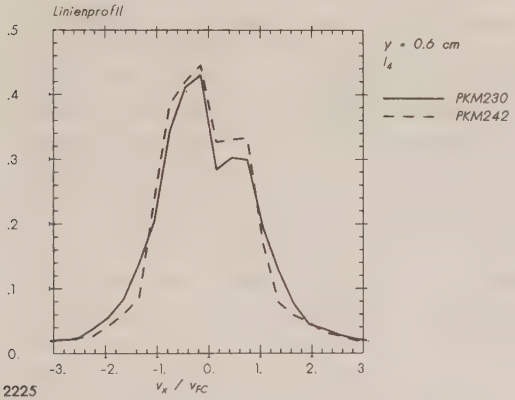


Abb. V.2-33

Linienprofile mit und ohne H_2 - Einströmung

Die Erzeugung von neutralem Wasserstoff durch Strahlungsrekombination ist abhängig vom Quadrat der Elektronendichte (falls $n_e = n_i$ angenommen werden kann).

Der Beitrag der Volumenrekombination zur Neutralteilchendichte ist zu vernachlässigen (Abb. V.2-34), sofern die zentrale Elektronendichte $n_{e0} < 5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} beträgt.

Da die Volumenrekombination nur heiße Neutralteilchen liefert, müssen die Linien der beiden Rechnungen in den extremen Flügeln verglichen werden; es zeigt sich, daß auch hier die Volumenrekombination noch zu vernachlässigen ist.

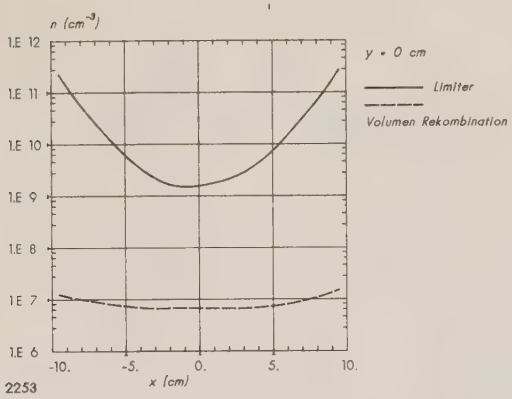


Abb. V.2-34

Dichte im Grundzustand für Limitereinströmung und Strahlungsrekombination

Ferner wird auch bei den Rekombinationsprozessen selbst Strahlung freigesetzt, die in der oberen Betrachtung nicht eingeschlossen war; d.h. die Zahl angeregter Niveaus wird durch die Rekombination vergrößert. Eine Abschätzung hierzu wurde bereits in Kap. IV gegeben.

VI. Experimentelle Untersuchungen und Vergleich mit der Theorie

VI.1 Linienprofile von H_α an verschiedenen Positionen

Zunächst wurden Linienprofile von H_α gemessen, wobei der Sehstrahl in vertikaler Richtung verschoben wurde, um verschiedene Plasmabereiche erfassen zu können /56/.
Die experimentellen Parameter waren :

Beobachtungszeit	$t = 5.5$ ms
Beobachtungsfenster	$\Delta t = 1$ ms
Wasserstoff Fülldruck	$p_{H2} = 10^{-3}$ mbar
Plasmastrom	$I_p = 40$ kA

In Abb. VI.1-1 werden die normierten H_α - Linien für verschiedene Positionen dargestellt; dabei wurden an jedem Punkt fünf gemessene Linien gemittelt und bezüglich der Linienmitte symmetrisiert. Wie aus den Rechnungen zu erwarten war sind die Intensitäten in den äußeren Linienflügeln geringer, wenn der Sehstrahl nur die äußeren (d.h. oberen/unteren) Plasmabereiche ($y > 6$ cm, $y < -6$ cm) durchdringt. Die Steigung der in quadratischem und logarithmischem Maßstab dargestellten Linien ist in den Linienflügeln nahezu konstant und für alle Positionen fast gleich.

Die Temperaturauswertung der Linien ergibt den in Abb. VI.1-2 dargestellten Neutralteilchentemperaturverlauf, der eine im Rahmen der Meßgenauigkeit über den gesamten Querschnitt konstante Temperatur aufweist. Rückschlüsse auf einen radialen Ionentemperaturverlauf lassen sich mit diesen Ergebnissen nicht durchführen, da bereits in vorhergehenden Kapiteln gezeigt wurde,

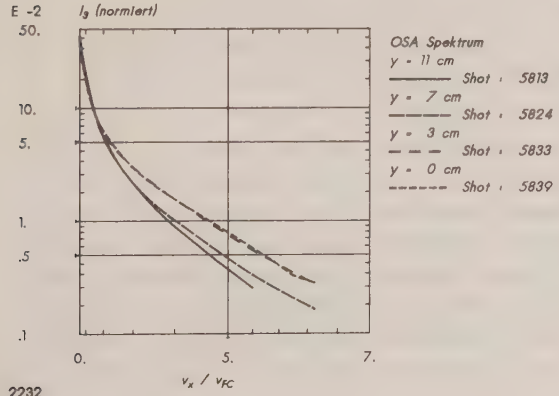


Abb. VI.1-1
Linienflügel von H_α

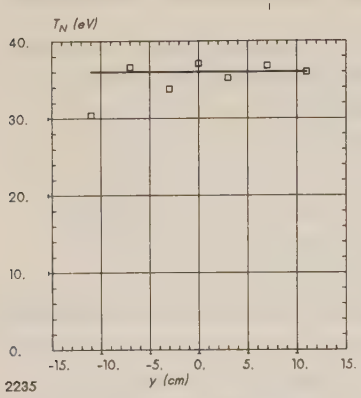


Abb. VI.1-2

Neutralteilchen-temperaturverlauf

daß die gemessene Neutralteilchentemperatur nur eine obere Schranke für den radialen Ionentemperaturverlauf darstellen kann. Die maximale Ionentemperatur kann jedoch durch Vergleich mit den Rechnungen bestimmt werden, da bekannt ist, daß die so gewonnene Neutralteilchentemperatur in unserem Experiment ca. 75% der maximalen Ionentemperatur beträgt; d.h. $T_{io} \cong 50$ eV.

Ein weiterer interessanter Aspekt der Messungen ist die Asymmetrie im heißen Teil der beiden Linienflügel. Die rotverschobene Komponente zeigt deutlich höhere Intensitäten als der blauverschobene Teil der Linie. Diese Asymmetrie ist besonders stark ausgeprägt, wenn der Sehstrahl durch den Plasmakern und den Limiterbereich verläuft (Abb. VI.1-3a,3b). Die Messungen besagen, daß es im Bereich äußerer Limiter - Plasmakern - innerer Limiter (d.h. auf der Achse y = 0 cm) mehr heiße angeregte Teilchen gibt, die sich von der äußeren Toruswand nach innen als umgekehrt bewegen. Dazu gibt es zwei mögliche Erklärungen :

1) Das Maximum der Elektronendichte ist nach außen verschoben, so daß im Zusammenhang mit der toroidalen Anordnung die am äußeren Limiter erzeugten umgeladenen Neutralteilchen durch Elektronenstoßanregung besser "gesehen" werden als die am inneren Limiter erzeugten Teilchen. Gemessene Intensitätswerte aus den Linienflügeln bei v_x/v_{FC} =+/- 4.2 werden zusammen mit einer theoretischen Kurve als Funktion der Ortskoordinate y aufgetragen, bei der das Maximum des Elektronendichteverlaufs bei y=0,x=4 lag.

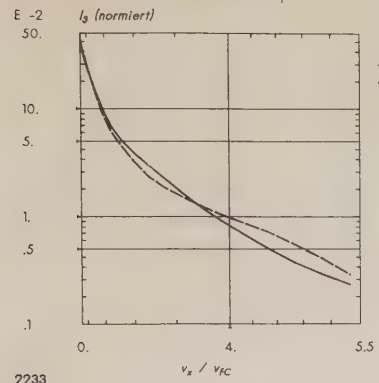
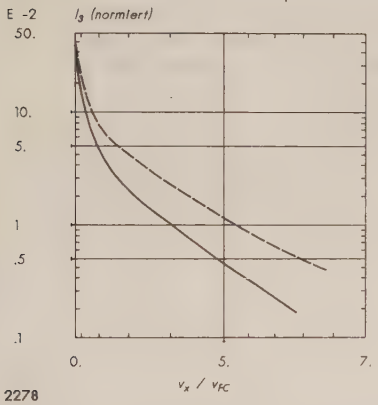


Abb. VI.1-3

Asymmetrie der gemessenen Hα - Linien

a) y = 11 cm



b) y = 0 cm

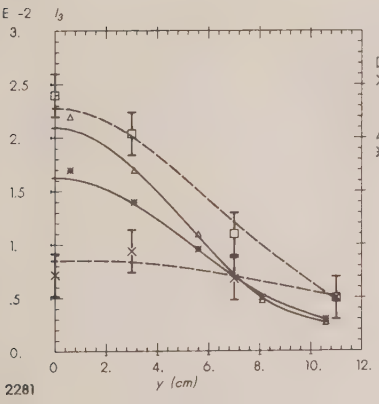


Abb. VI.1-4

Intensitäten in den Linienflügeln

Beide Linienflügel zeigen dabei die richtige Tendenz (Abb. VI.1-4) die Asymmetrie errreicht jedoch nicht die gemessenen Werte.

2) Die Teilchenflüsse vom äußeren Limiter sind größer als die vom inneren Limiter. Das bedeutet, daß die Zahl der im Plasma-Wand Bereich des äußeren Limiters umgeladenen Teilchen ebenfalls größer ist. Geht man davon aus, daß von der äußeren Umladungszone nur Teilchen mit $v_x < 0$ ins Plasma gelangen und angeregt werden und von der inneren Umladungszone nur Teilchen mit $v_x > 0$ zur Strahlung beitragen, so wird klar, daß der rote Teile der Linie dann intensitätsstärker sein muß. Die Annahme nur eines einzigen Limiters an der äußeren Toruswand (x=10 cm, y=0 cm) liefert eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den Meßwerten (Abb. VI.1-5, PKM269). Testrechnungen ergeben eine starke Abhängigkeit dieser Kurven von der Elektronendichte (= Ionendichte).

In der Abb. VI.1-6 wird die gesamte Linie für y = 0 cm mit der Messung verglichen. Die Übereinstimmung ist insbesondere für den rotverschobenen Teil der Linie gut, woraus folgt, daß sowohl die Elektronendichte als auch die Ionentemperatur in den Rechnungen optimal gewählt wurden.

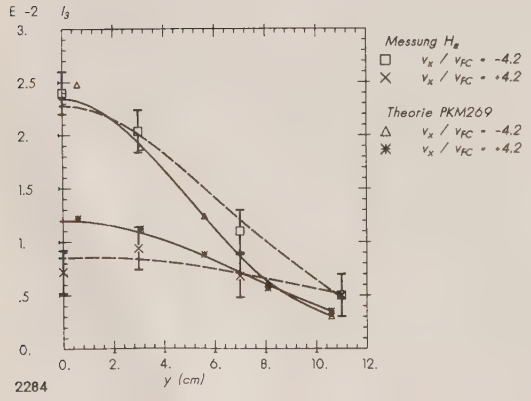


Abb. VI.1-5

Intensitäten in den Linienflügeln

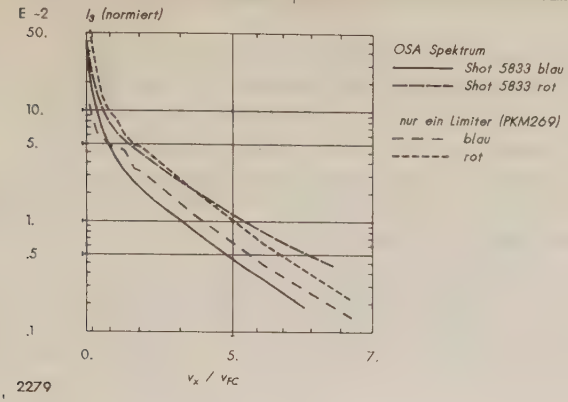


Abb. VI.1-6

Vergleich einer gemessenen und einer berechneten Linie bei y = 4 cm

Der experimentelle Aufbau wurde so abgeändert, daß nun raumaufgelöste Messungen der Intensität von H_α sowohl in vertikaler Richtung (d.h. integriert über die y - Koordinate) als auch horizontal (integriert über die x - Koordinate) durchgeführt werden konnten. Die Intensität wurde dabei über einen Wellenlängenbereich von 8 Å automatisch integriert. Die Messungen wurden zu verschiedenen Zeiten nach der Zündung durchgeführt Abb. VI.2-1 und Abb. VI.2-2 .

Deutlich ist zu erkennen, daß tatsächlich nur ein einziger Limiter an der äußeren Toruswand vorhanden ist, wie bereits aus den frequenzaufgelösten Messungen folgte.

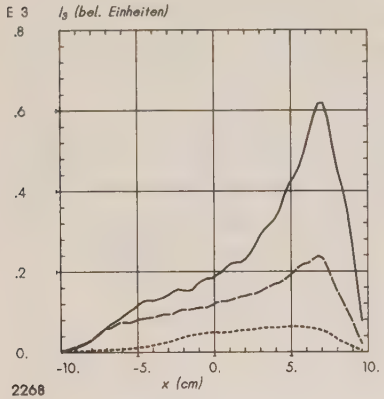


Abb. VI.2-1

Intensitätsmessung H_α vertikal

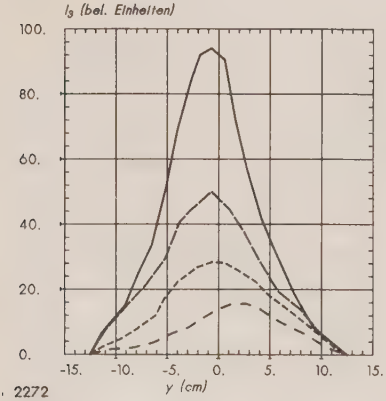


Abb. VI.2-2

Intensitätsmessung H_α horizontal

Die Neutralteilchen, die am Limiter entstehen, dringen in das Plasma ein und werden kurz vor dem Limiter angeregt und führen dort zu einer intensiven H_α Strahlung. Dieser Limitereffekt bleibt während der gesamten Entladungsdauer von 50 ms zu beobachten.

Die Reproduzierbarkeit der Messungen ist gut (Abb. VI.2-3)

In vertikaler Richtung ist die Position des Limiters während der Entladung gut bei y = 0 cm fixiert, wenngleich auch für t < 4 ms eine geringe Verschiebung zu negativen y - Koordinaten und für t > 4 ms eine Verschiebung zu positiven y - Koordinaten zu beobachten ist.

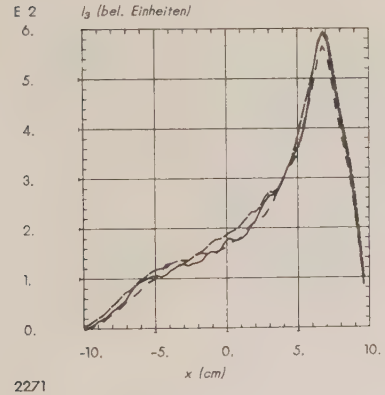


Abb. VI.2-3
Reproduzierbarkeit

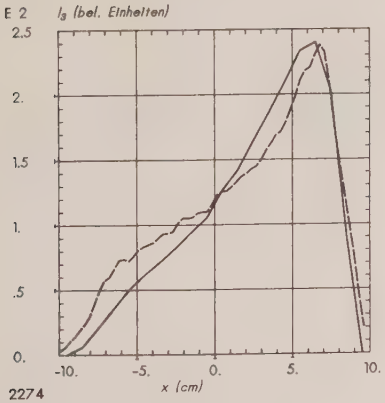


Abb. VI.2-4
Vergleich
Experiment/Theorie

Ein Vergleich der Intensitätsprofile für t = 5.5 ms mit einer Rechnung (PKM253) wird in Abb. VI.2-4 und Abb. VI.2-5 durchgeführt. Diese Rechnung unterscheidet sich von PKM269 nur durch die etwas höhere Elektronendichte von $n_{eo} = 10^{13}$ cm^{-3}, die eine geringfügig bessere Übereinstimmung mit den Messungen im Bereich des Maximums liefert. Ansonsten ist eine gute Übereinstimmung im Rahmen der Meßgenauigkeit vorhanden.

Obwohl die Reproduzierbarkeit des Experimentes gut ist, enden doch einige Schüsse mit einer Disruption bei 10 - 20 ms (Abb. VI.2-6). Ein Vergleich der Intensitäten bei t = 5.5 ms wird in Abb. VI.2-7 durchgeführt ist. Bemerkenswert ist, daß der anomale Verlauf des Schusses in der Hα-Intensität bereits 10 ms vor der Disruption zu erkennen ist. Weitere Messungen bei Disruptionen zeigten, daß der Intensitätsverlauf dann nicht reproduzierbar ist; bei allen diesen Messungen befindet sich jedoch das Intensitätsmaximum nahe der Mitte (x=0 cm).

Eine Interpretation ist schwierig; man kann nur feststellen, daß das Plasma sich zur inneren Toruswand verschiebt und dort die Wand als Limiter wirkt. Messungen zum Zeitpunkt der eigentlichen Disruption zeigen eindeutig, daß das Plasma an der Innenwand kollabiert.

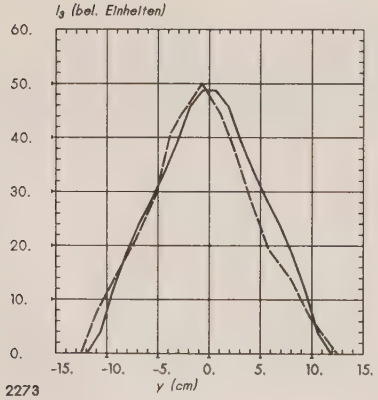
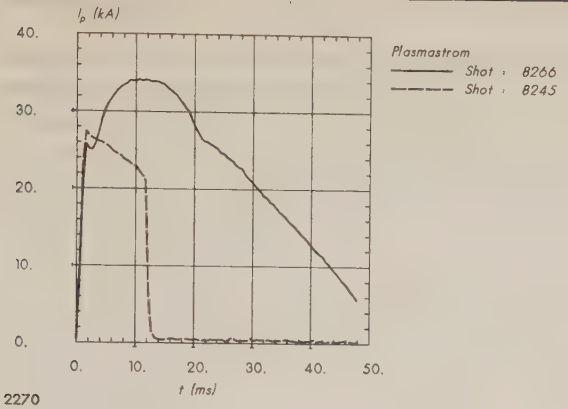


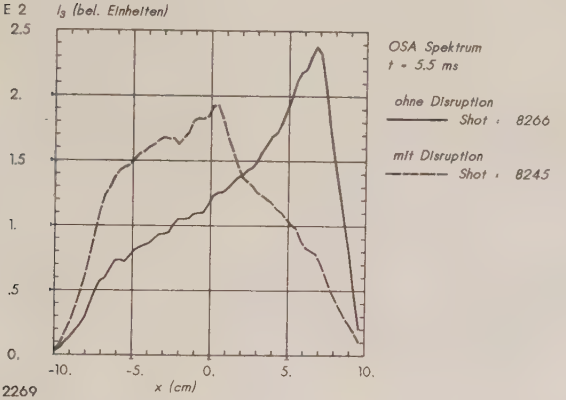
Abb. VI.2-5
Vergleich Experiment/Theorie



2270

Abb. VI.2-6

Stromverlauf



2269

Abb. VI.2-7

Intensitätsverlauf

Die in unserem Institut durchgeführten Experimente zur Resonanzstreuung /55/ liefern die lokale Neutralteilchendichte im Zustand p=2 (Abb. VI.3-1). Diese Messungen wurden entlang der Achse x=0 cm durchgeführt und liegen damit nicht im Limiterbereich.

Wie bereits die über den Sehstrahl integrierten Messungen von H_α zeigten, ist die Dichte für t < 4 ms im unteren Bereich und für t > 4 ms im oberen Bereich größer. Die lokalen Dichten bei y = -11 cm (t= 3 ms) geben einen Hinweis auf einen leichten Kontakt an der unteren Gefäßwand.

Für t = 4 ms werden nun die Messungen mit der Rechnung PKM253 ($n_{e0} = 10^{13} cm^{-3}$) verglichen, die sich von der bisherigen Rechnung

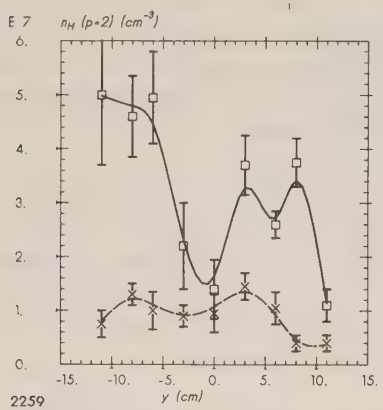


Abb. VI.3-1

Dichte angeregter Neutralteilchen längs der Achse x = 0 cm

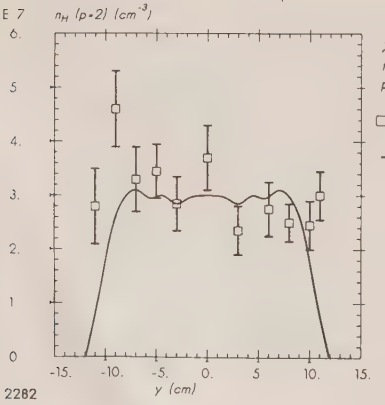


Abb. VI.3-2

Vergleich Experiment/Theorie

PKM269 nur durch die zentrale Elektronendichte unterscheidet (Abb. VI.3-2). Die Quelle am äußeren Limiter wurde zu $1.15 \cdot 10^{21}$ Atome/s gewählt. Die Rechnungen ergeben hier rein zufällig eine konstante Dichte für $n_H(p=2,x=0)$ im mittleren Bereich. Die Tatsache, daß selbst bei y=-11 cm und y=11 cm hohe Dichten gemessen werden, lassen auf eine relativ hohe Elektronendichte im wandnahen Bereich schließen.

In Abb. VI.3-3 wird der zeitliche Verlauf der Dichte angeregter Neutralteilchen am Plasmarand dargestellt. Wie bereits aus der systematischen Untersuchung in Kap. V (vgl. Abb. V.2-3) hervorgeht, ist diese Dichte fast direkt proportional zur Neutralteilchenquelle am Limiter und nahezu unabhängig von der Elektronendichte. Spektroskopische Intensitätsmessungen haben die gleiche Eigenschaft (vgl. Abb.V.2-15) und sind daher ebenfalls in Abb. VI.3-3 (bel. Einheiten) eingezeichnet. Eine Umrechnung mit Hilfe eines aus dem Monte - Carlo Verfahren errechneten Faktors liefert den zeitlichen Verlauf der Neutralteilchenquelle am Limiter (Abb. VI.3-4). Zusätzlich ist der sich aus der zeitlichen Änderung der mittleren Elektronendichte ergebende Teilchenverlust Q_{net} eingezeichnet. Die Teilchenquelle am Limiter ist also 5 - 14 mal so groß wie der Nettoverlust, d.h. das gesamte Recycling ist extrem hoch (Abb. VI.3-5). Daraus folgt, daß das gesamte Teilcheninventar $\bar{n}_e V$ in einer Zeit τ_L einmal im Mittel vom Limiter erneut in das Plasma eindringt.

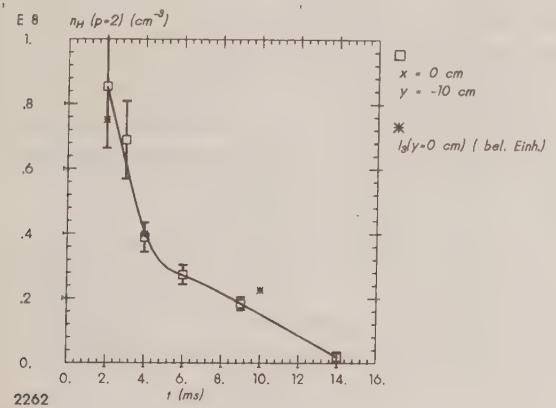


Abb. VI.3-3

zeitlicher Verlauf von $n_H(p=2)$ am Plasmarand

$$\tau_L = \bar{n}_e \; V \; / \; Q_L = 670 \; \mu s \quad (\text{für } t = 4 \text{ ms})$$

Demgegenüber ist die mittlere Teilchenverlustzeit τ_{net} :

$$\tau_{net} = \bar{n}_e \; V \; / \; Q_{net} = 4 \text{ ms} \quad (\text{ für } t = 4 \text{ ms})$$

Ist der Limiterbereich 4 cm hoch, so betragen dann die Flüsse vom Limiter $\Gamma_L = 1.15 \cdot 10^{18}$ atome $cm^{-2}\ s^{-1}$. Durch die absoluten Messungen mit der Resonanzspektroskopie können auch alle anderen Neutralteilcheneigenschaften absolut berechnet werden. So betragen die Flüsse auf die übrige Wand $2\ 10^{17}$ $cm^{-2}s^{-1}$ und die von Neutralteilchen abgeführte Leistung an die Wand ca. 3.5 kJ/s; dies sind ca. 10 % der insgesamt im Plasma umgesetzten Leistung.

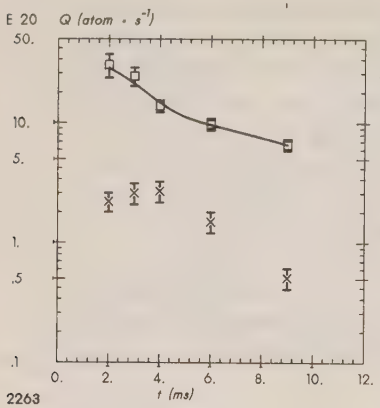


Abb. VI.3-4

Quelle am Limiter und Nettoverlust

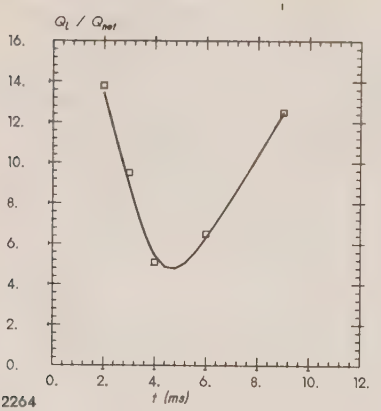


Abb. VI.3-5

Verhältnis von Limiterquelle und Nettoverlust

Nachdem nun die Rechnung PKM269 bzw. PKM253 mit den Messungen im Rahmen der Meßgenauigkeiten eine gute Übereinstimmung zeigen, muß nun geprüft werden, inwieweit die in den Rechnungen benutzten Parameter und Modelle aussagekräftig sind.

- zentrale Elektronendichte und Elektronendichteprofil

Wie Rechnungen und Messungen an verschiedenen Tokamaks zeigen, kann der Elektronendichteverlauf gut durch flache Profile (Nr. 1;3 und 8 ; vgl. Anhang A.I) beschrieben werden. Das Profil Nr. 1 liefert dabei die beste Übereinstimmung zwischen den Rechnungen und den Experimenten. Aus der mittleren gemessenen Elektronendichte $\bar{n}_e = 8 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} /57/ erhält man bei der Wahl des Profils Nr. 1 eine zentrale Dichte $n_{eo} = 1.1 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} für t= 5 - 6 ms. Dies ist geringfügig höher als die aus den Rechnungen ermittelte zentrale Elektronendichte $n_{eo} = n_{io} = 8.5 \cdot 10^{12} - 1.0 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} ; die Unsicherheit wurde durch Vergleichsrechnungen abgeschätzt. Die Dichte n_{eo} ($=n_{io}$) wird dabei durch Vergleich der Linienprofile von H_α ermittelt; die hauptsächlich durch die Ionendichte (Umladungsprozesse) beeinflußt werden. Eine Trennung von n_{eo} und n_{io} wurde bei einigen Testrechnungen durchgeführt; dabei konnte durchaus eine Elektronendichte von $1.2 \cdot 10^{13}$cm^{-3} gewählt werden; die zugehörige Ionendichte mußte dann jedoch leicht abgesenkt werden, um eine Übereinstimmung in den Profilen zu erzielen. Ein Anteil der Elektronen von 30%, der durch Ionisation von Verunreinigungen entsteht, scheint durchaus sinnvoll zu sein. Eine zuverlässige Aussage über den Unterschied von n_{eo} und n_{io} läßt sich jedoch bei der bisher erreichten Meßgenauigkeit der Elektronendichteprofile nicht gewinnen.

Messungen von $n(p=2,y)$ und Intensitätsmessungen $I_3(y)$ zeigen in der Nähe der oberen und unteren Toruswand angeregte Teilchen. Das Elektronendichteprofil wird daher als elliptisch angenommen; d.h. die Linien gleicher Dichte werden als Ellipsen angesetzt, wobei das Verhältnis der Halbachsen gerade den Gefäßabmessungen entspricht.

Weitere Testrechnungen geben einen Hinweis darauf, daß das Elektronendichteprofil nicht symmetrisch ist. Die Lage des

Intensitätsmaximums bei $I_3(x)$ wird besser reproduziert, wenn außen, d.h. für $6cm < x < 9$ cm eine höhere Elektronendichte angenommen wird als im inneren Bereich $-9cm < x < 0cm$. Dies legt die Vermutung nahe, daß sich im Limiterbereich durch Ionisierung von neutralem Wasserstoff (und von Verunreinigungen) lokal ein Elektronendichtemaximum ausbildet, wie es analog auch bei Gaseinlaß /8/ auftritt.

- zentrale Ionentemperatur und Profil

Die zentrale Ionentemperatur kann gut aus dem Vergleich Rechnung/Experiment zu T_{io} = 50 eV +/- 15% ermittelt werden. Die Wahl des Ionentemperaturprofils (Nr. 1 und 6) zeigt dabei nur einen Einfluß auf die Linienprofile, der im Bereich der Meßgenauigkeit liegt.

- zentrale Elektronentemperatur und Profil

Wie bereits aus den Voruntersuchungen hervorgeht, übt der Elektronentemperaturverlauf im Bereich von 50 - 200 eV keinen nennenswerten Einfluß aus. Abschätzungen aus dem Verhältnis von verschiedenen Sauerstofflinien aus dem Röntgenbereich /58/ liefern T_{eo} = 150 +/- 40 eV.

- Ausdehnung des Limiterbereiches

Aus der Breite des seitlich zu beobachtenden Intensitätsprofils $I_3(y)$ ergibt sich durch Vergleich mit Rechnungen ein Limiterbereich von 3 - 6 cm Breite.

- äußerer Limiter

Die Existenz eines Limiters an der inneren Toruswand kann nicht ganz ausgeschlossen werden. Vergleichsrechnungen zeigen jedoch, daß das Verhältnis der Flüsse $v_L < 0.2$ sein muß.
Die Lage des Limiters ist in den ersten 10 ms recht gut fixiert: $-1cm < y_{lim} < 1cm$. Größere Abweichungen sind durch Vergleich mit Testrechnungen auszuschließen; die sich ergebenden Asymmetrien werden dann größer als in den Messungen beobachtet wird.
Für größere Zeiten als ca. 10 ms ist die Lokalisation des Limiters durch Vergleich mit Rechnungen wegen der geringen Elektronendichte und der damit verbundenen größeren freien Weglängen der Teilchen schlechter.

- Rekombination von H_2 an allen Toruswänden

Die Wahl von R_{H2} im Bereich von 0 bis 0.4 (vgl. Kap. I) liefert nur geringe Unterschiede in den Intensitäts- und Linienprofilen. Ein Wert von $R_{H2} = 0.4$ ergibt bei $I_3(x)$ für $-8cm < x < -4cm$ bis zu 30% höhere Intensitäten.

- H/H_2 als Limiterquelle

Eine Unterscheidung, ob H oder H_2 bzw. ein Gemisch von beiden die Teilchenquelle am Limiter bilden, kann durch Vergleich der Rechnungen mit den bisher durchgeführten Experimenten nicht getroffen werden. Die Wahl einer reinen H_2 Einströmung ($V_{H2/H}=1$) verschiebt das Maximum der Intensität $I_3(x)$ um 1 bis 1.5 cm weiter in Richtung zum Plasmakern; entspricht daher den Messungen noch weniger als eine reine H Einströmung; bei der das Maximum schon um 1 cm abweicht. Die Lage des Maximums wird außerdem stark durch die Elektronendichte und deren Profil beeinflußt.
Es gibt jedoch folgende Hinweise auf die Existenz von H_2 :

1) Die Flüsse vom Limiter und die Ionenflüsse in Richtung zum Limiter liegen im Bereich von $1 \cdot 10^{18} - 2 \cdot 10^{18}$ atome $cm^{-2}s^{-1}$. Der Koeffizient R_{H2} wird dann für den Limiterbereich bereits nach 2 - 4 ms größer als 0.9 (konstanter Fluß vorausgesetzt ;vgl. Kap.I).

2) Der hohe Limiterfluß und der vergleichsweise geringe Nettofluß von Elektronen (≃ Ionen) Q_L/Q_{net} läßt darauf schließen, daß fast alle Teilchen, die vom Limiter kommen, erneut ionisiert und nicht auf einer der Toruswände absorbiert werden. Dieses Verhältnis von ionisierten zu absorbierten Teilchen, das oben bereits als Recyclingkoeffizient definiert wurde, liegt bei reiner H Einströmung nur bei 0.685 (PKM269) und bei 0.822 (PKM270 : reine H_2 Einströmung). Das Verhältnis Q_L/Q_{net} kann in erster Näherung abgeschätzt werden durch :

$$Q_L/Q_{net} \approx 1/(1-Recyc) = 3.2 \text{ (nur H) und } = 5.6 \text{ (nur } H_2)$$

3) Die seitliche Messung der räumlichen Intensität einer H_2 Bande zeigt den gleichen Limitereffekt wie die H_α Linie; die Existenz von H_2 im Limiterbereich ist also gesichert.

4) Die seitlich gemessenen Linienprofile von H_α zeigen im kalten Teil eine Verschiebung des Maximums um ca. 0.1 Å . Rechnungen für eine Limitereinströmung von reinem H liefern jedoch eine Verschiebung um 0.3 Å. Rechnungen mit einer reinen H_2 Einströmung und einer Geschwindigkeitsverteilung der entstehenden Dissoziatiosnprodukte von H_2 gemäß Abb. I.1-3 (Energien von 0.3 eV und 6 eV) ergeben gerade eine Verschiebung von 0.1 Å. Diese Übereinstimmung muß jedoch kritisch betrachtet werden, da in den Rechnungen keine der in Kap. IV.2 besprochenen Verbreiterungsmechanismen berücksichtigt werden kann. Unter der Annahme von symmetrischen Verbreiterungen kann dieser Übereinstimmung jedoch eine gewisse Bedeutung zugeschrieben werden.

Die Umrechnung der Absolutwerte der Dichte n(p=2) auf Teilchenflüsse bzw. Teilchenquellen am Limiter wird durch die Art der Einströmung (H/H_2) beeinflußt. Der Umrechnungsfaktor beträgt :

$$n(p=2,x=0,y=6)/Q_L = \begin{cases} 1.6\cdot10^{-14}\,cm^{-3}s^{1}atome^{-1} & \text{für } H_2 \text{ (PKM270)} \\ 2.6\cdot10^{-14}\,cm^{-3}s^{1}atome^{-1} & \text{für H (PKM269)} \end{cases}$$

Daraus folgt für die Quelle Q_L bei t = 4 ms :

$$Q_L = \begin{cases} 1.9\ 10^{21}\,atome\ s^{-1} & \text{für } H_2 \\ 1.15\ 10^{21}\,atome\ s^{-1} & \text{für H} \end{cases}$$

Das bedeutet, daß bei der Annahme einer reinen H_2 Einströmung die Teilchenflüsse noch höher wären als bisher angegeben wurde.

- Genauigkeit der Querschnitte und Ratenkoeffizienten

Bei der Berechnung der Umladung wurden im Monte - Carlo Verfahren die Stoßpartner (H^+ Ionen) gemäß einer lokalen Maxwellverteilung ausgewürfelt und so die Relativgeschwindigkeit von H - Atomen und H^+ Ionen berechnet und der korrekte Wirkungsquerschnitt gewählt, dessen Fehler in der Literaturquelle /12/ mit +/- 20% angegeben wird. Die Genauigkeit der Daten im Stoß - Strahlungsmodell sind für Strahlungsprozesse recht genau bekannt, für Elektronenstoßprozesse wird eine Genauigkeit der teilweise experimentell als

auch theoretisch gewonnenen Querschnitte von +/- 15% angenommen /12/. Die Genauigkeit der Ratenkoeffizienten für H_2 Reaktionen beträgt +/- 20% bis +/- 50% ; für das Verhalten der neutralen H Atome besitzen sie jedoch nur eine zweitrangige Bedeutung.

- Reflexionsmodell

Zusammen mit der Art der Limiterquelle (H/H_2) bestimmt das Reflexionsmodell entscheidend den hier definierten Recycling-Koeffizienten. Die Meßgenauigkeit bei der Bestimmung des Verhältnisses Q_L/Q_{net} (Unsicherheiten von einem Faktor 2) reicht jedoch nicht aus, um eines der Modelle zu verifizieren.

Das Neutralteilchenverhalten in einem Einschlußexperiment vom Tokamak Typ wird in zwei Modellen untersucht und mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

Ein kinetisches Modell, welches die Boltzmanngleichung für neutrale H - Atome in zweidimensionaler Geometrie unter vereinfachten Randbedingungen und Plasmaprozessen löst, liefert lokale Verteilungsfunktionen in zwei Geschwindigkeitskomponenten. Der Einfluß idealisierter Wandprozesse wie Spiegelreflexion, diffuse Reflexion und totale Absorption von Teilchen an der Wand auf die Verteilungsfunktion sowie Auswirkungen eines direkten Plasma - Wand Kontaktes (toroidaler Limiter) auf das Neutralteilchenverhalten wird untersucht.

Erst in einem Monte - Carlo Modell können adäquate Wand- und Plasmaprozesse sowie die toroidale Geometrie berücksichtigt werden. H_2 - Reaktionen im Plasmavolumen sowie die Desorption von H_2 - Molekülen an den Gefäßwänden werden mit in das Modell aufgenommen. Die in der Literatur angegebenen Daten für Teilchen- und Energiereflexion atomaren Wasserstoffs an den Oberflächen finden Verwendung. Die Berücksichtigung angeregter H - Atome mit einem Stoß - Strahlungsmodell ermöglicht die Berechnung von Linienprofilen (Dopplerverbreiterung) und Linienintensitäten.
Aus Monte - Carlo Simulationen mit verschiedenen Plasmaparametern ergibt sich, daß die experimentell zugänglichen Größen Rückschlüsse auf einige dieser Parameter zulassen. Aus dem Vergleich dieser Ergebnisse mit Messungen an dem Experiment UNITOR werden die zentrale Elektronendichte und Ionentemperatur sowie die Neutralteilchenflüsse im Limiterbereich und an den Gefäßwänden bestimmt.
Neutralteilchenflüsse von $1\text{-}2\cdot10^{18}$ $cm^{-2}s^{-1}$ im Limiterbereich und $1\text{-}2\cdot10^{17}$ $cm^{-2}s^{-1}$ im übrigen Wandbereich unterstreichen die Bedeutung der Neutralteilchen und des Limiterbereiches für den Teilchenhaushalt eines Tokamak Einschlußexperimentes.

a_o	= 0.52917E-10 m	Bohr'scher Radius
χ_H	= 13.54 eV	Ionisierungsenergie H
m_H	= 1.66E-27 kg	Masse H
m_e	= 9.109534E-31 kg	Elektronenmasse
k	= 1.3805E-16 erg/K	Boltzmann Konstante
	= 1.602E-12 erg/eV	
h	= 6.626176E-34 Js	Planck'sches Wirkungsquantum
c	= 2.99792458E8 m/s	Lichtgeschwindigkeit
e	= 1.6021892E-19 As	Elektronenladung
ε_o	= 8.85418782E-12 As/Vm	elektrische Feldkonstante
μ_B	= 9.273E-24 J/T	Bohr'sches Magneton

1 eV = 1.6022E-19 J

$v_H = 1.389E4 \sqrt{E(eV)}$ m/s

$v_e = 5.931E5 \sqrt{E(eV)}$ m/s

für Maxwellverteilungen :

$\langle |v| \rangle^2 = 8kT/m$

$v^2_{max} = 2kT/m$

$\langle v^2 \rangle = 3kT/m$

Zuordnung einer Temperatur :

$E = \langle mv^2/2 \rangle = m/2 \langle v^2 \rangle = m/2 \cdot 3kT/m = 3/2\ kT$

Umrechnung Termverschiebung - Wellenlängenverschiebung :

$\Delta\lambda\ (\text{Å}) = \lambda^2(\text{Å}^2) \cdot \Delta T\ (cm^{-1}) \cdot 10^{-8}$

Wellenlängen :

$\lambda_{H_\alpha} = 6562.793$ Å

$\lambda_{H_\beta} = 4861.332$ Å

$\lambda_{H_\gamma} = 4340.468$ Å

$\lambda_{H_\delta} = 4101.737$ Å

r_D	$= 743 \sqrt{T(eV)/n(cm^{-3})}$	cm	Debye Radius
ω_p	$= 5.6E4 \sqrt{n_e(cm^{-3})}$	s^{-1}	Plasmafrequenz
r_l	= 5.68E-12 v(cm/s)/B(T)	cm	Larmor Radius

1) Ratenkoeffizient Ionisierung Wasserstoff /8/

$$\log_{10}{}^{ie}\Sigma\ (cm^3 s^{-1}) = \begin{cases} -3.054x - 15.72\exp(-x) + 1.603\exp(-x^2) & a) \\ -0.5151x - 2.563/x - 5.231 & b) \end{cases}$$

mit $x = \log_{10} T_e(eV)$; a) für $T_e < 20$ eV b) für $T_e \geq 20$ eV

2) Universalkurve für Umladungen mit neutralem Wasserstoff /43/

$\tilde{G}(\tilde{E})$; $\tilde{G} = G/q^{1.07}$; $\tilde{E} = E/q^{0.464}$

a) $1 \leq \log_{10} \tilde{E} \leq 4$

$\log_{10}\tilde{G} = -15.0706 - 0.0224531\xi_1 - 0.0144073\xi_1^2$

$\xi_1 = \log_{10}\tilde{E} - 1$

b) $4 \leq \log_{10} \tilde{E} \leq 5$

$\log_{10}\tilde{G} = -15.2676 - 0.474885\xi_2 - 1.04186\xi_2^2 - 0.301838\xi_2^3$

$\xi_2 = \log_{10}\tilde{E} - 4$

c) $5 \leq \log_{10} \tilde{E} \leq 6$

$\log_{10}\tilde{G} = -17.0862 - 4.39144\xi_3 - 0.221343\xi_3^2$

$\xi_3 = \log_{10}\tilde{E} - 5$

mit $\tilde{G}$ in cm^2 ; $\tilde{E}$ in eV

3) Ratenkonstante für Wasserstoffrekombination k_r /35/

$k_r = 8.4E{-}18 \exp(-9.45E{-}20/kT)$ (moleküle cm^4 $atome^{-2}$ s^{-1})

Diffusionskonstante für H in Eisen

$D = 4.7E{-}3 \exp(-8.9E{-}20/kT)$ (cm^2 s^{-1})

Löslichkeitskonstante K_s

$K_s = 8.22E16 \exp(-1.39E{-}20/kT)$ (atome cm^{-3} $Pa^{-1/2}$)

(mit $k = 1.380662$ J/K)

4) Näherungsformel für Strahlungsrekombination /10/

$${}^R\Sigma = 1.27E{-}13 \cdot Z^{3/2}/(Z+0.59)\ (cm^3\ s^{-1})$$

mit $Z = 13.6/T_e$ und T_e in eV

5) Ratenkoeffizienten für H_2 - Reaktionen /16/

	E_{th}	C	A_1	A_2	A_3	A_4
(1)	13.59	4.827542E-09	1.153668E 00	-5.562450E-02	1.334937E-01	-1.833611E-01
(2)	8.8	1.212299E-08	1.080324E 00	1.092321E-01	-8.020510E-01	4.719929E-01
(3)	15.42	6.814934E-09	1.112754E 00	1.936803E-01	-2.912699E-01	1.249723E-01
(4)	7.5	2.776658E-07	4.728738E-01	-3.778465E-01	2.711103E-01	-8.262827E-02
(5)	18.4	6.344481E-10	1.076893E 00	-1.225309E 00	2.825711E 00	-2.261805E 00
(6)	28.0	6.616759E-11	1.632542E 00	2.067391E-01	2.414156E-02	-2.856585E-01

	A_5	A_6	A_7	Reaktion
(1)	7.193172E-02	-1.173928E-02	6.984270E-04	$e + H_2 \text{ -- } H^+ + 2e$
(2)	-1.324866E-01	1.880341E-02	-1.082768E-03	$e + H_2 \text{ -- } H + H + e$
(3)	-3.445183E-02	5.846534E-03	-4.278683E-04	$e + H_2 \text{ -- } H_2^+ + 2e$
(4)	1.022750E-02	2.846645E-05	-7.622640E-05	$e + H_2^+ \text{ -- } H + H^+ + e$
(5)	8.298578E-01	-1.454307E-01	9.905432E-03	$e + H_2^+ \text{ -- } H^+ + H^+ + 2e$
(6)	1.391921E-01	-2.617459E-02	1.789145E-03	$e + H_2 \text{ -- } H + H^+ + 2e$

$$\Sigma(T_e) = C/T_e \cdot \exp(-E_{th}/T_e) \cdot 10\uparrow\left(\sum_{n=1}^{7} A_n (\log_{10} T_e)^n\right) \quad (cm^3\ s^{-1})$$

mit E_{th} und T_e in eV

(7) $\Sigma(T_e) = (4.315E\text{-}8)\ T_e^{-1/2}\ cm^3 s^{-1}$: $e + H_2^+ \text{ -- } H + H$

6) Modelle für den Reflexionskoeffizienten

(A) R_N =

0	$E < 0.1$
$0.1 \cdot \ln(E/0.1)$	$0.1 \leq E < 40.3$
$1.089 - 0.1287 \cdot \ln(E)$	$40.3 \leq E < 4730$
0	$4730 \leq E$

(B) R_N =

0	$E < 3$
$0.1 \cdot \ln(E/3)$	$3 \leq E < 183$
$1.089 - 0.1287 \cdot \ln(E)$	$183 \leq E < 4730$
0	$4730 \leq E$

(C) R_N =

0	$E < 1000$
$0.1 \cdot \ln(E/1000)$	$1000 \leq E < 2400$
$1.089 - 0.1287 \cdot \ln(E)$	$2400 \leq E < 4730$
0	$4730 \leq E$

(D) R_N =

1	$E < 2$
$1.089 - 0.1287 \cdot \ln(E)$	$2 \leq E < 4730$
0	$4730 \leq E$

Angabe der Energie E in eV

(Die Annahme eines Reflexionskoeffizienten von 0 für $E \geq 4730$ eV ist für die Parameter von UNITOR ($T_{io} \approx 50$ eV) ohne Bedeutung)

Folgende analytische Profile wurden von verschiedenen Autoren zur Anpassung an experimentelle Kurven gewählt oder stellen eine Anpassung an theoretische Ergebnisse dar.

Profil 1,2 und 3 : $P = (P_o - P_w)\, p_i(\xi) + P_w$

mit : $p_1(\xi) = (1-\xi^4)^2$ Kim /5/
$p_2(\xi) = (1-\xi^2)$ Gilligan /6/
$p_3(\xi) = (1-\xi^3)$ Gilligan

Profil 4 : $P = P_o \exp(-\xi^2 \ln(P_o/P_w)$ Dnestrovski /10/

Profil 6 : $P = P_o\,(1-(0.867\,\xi)^{2.5})$ Gillet /54/
mit $P_w = 0.3\,P_o$ für T_i

Profil 8 : $P = P_o\,(1-(0.979148\,\xi)^5)$ Gillet
mit $P_w = 0.1\,P_o$ für n_e

Es ist : P_o maximaler Wert
P_w Randwert
ξ normierter Radius

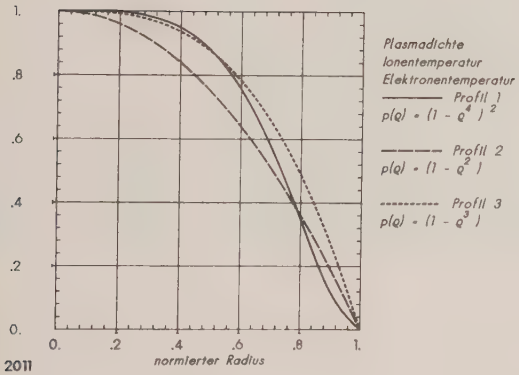


Abb. A.I-1
normierte Profile

oberes Niveau	unteres Niveau	n=1	n=2	n=3	total A	τ (10^{-8}s)
2s	np	-	-	-	0	
2p	ns	6.265	-	-	6.265	0.1596
2		4.699	-	-	4.699	0.2128
3s	np	-	0.06313	-	0.06313	15.84
3p	ns	1.672	0.2245	-	1.8965	0.5272
3d	np	-	0.6465	-	0.6465	1.5468
3		0.5575	0.4410	-	0.9985	1.0015
4s	np	-	0.02578	0.01835	0.04413	22.66
4p	ns	0.6818	0.09668	0.03065	0.8091	1.2306
	nd	-	-	0.003475	0.003475	
4d	np	-	0.2062	0.07037	0.2765	3.61
4f	nd	-	-	0.1379	0.1379	7.2516
4		0.1278	0.08419	0.08986	0.3018	3.3129

Tab. A.1-1 Übergangswahrscheinlichkeiten für Wasserstoffniveaus p=1,2,3,4 in 10^8 s^{-1} /51/

$2s\,^2S_{1/2}$ - $2p\,^2P^o_{3/2}$: 0.3297 cm^{-1}
$3s\,^2S_{1/2}$ - $3p\,^2P^o_{3/2}$: 0.0982 cm^{-1}
$3p\,^2P^o_{1/2}$ - $3d\,^2D_{3/2}$: 0.1082 cm^{-1}
$3p\,^2P^o_{3/2}$ - $3d\,^2D_{5/2}$: 0.0361 cm^{-1}
$4s\,^2S_{1/2}$ - $4p\,^2P^o_{3/2}$: 0.0416 cm^{-1}
$4p\,^2P^o_{1/2}$ - $4d\,^2D_{3/2}$: 0.0456 cm^{-1}

Tab. A.I-2 Feinstrukturaufspaltung H

ELEKTRONENSTOSS CM**3/SEC

TE (EV)	1 --> 2	1 --> 3	1 --> 4	2 --> 3	2 --> 4	3 --> 4
1.E+00	1.226E-12	3.603E-14	6.848E-15	8.628E-08	9.109E-09	1.229E-06
2.E+00	1.695E-10	1.302E-11	3.459E-12	2.460E-07	3.577E-08	2.174E-06
5.E+00	3.502E-09	4.805E-10	1.561E-10	5.059E-07	8.620E-08	3.297E-06
7.E+00	6.522E-09	9.953E-10	3.358E-10	5.834E-07	1.015E-07	3.546E-06
1.E+01	1.073E-08	1.765E-09	6.118E-10	6.431E-07	1.131E-07	3.683E-06
2.E+01	2.046E-08	3.626E-09	1.293E-09	6.876E-07	1.210E-07	3.611E-06
5.E+01	3.106E-08	5.653E-09	2.040E-09	6.349E-07	1.097E-07	3.092E-06
7.E+01	3.315E-08	6.035E-09	2.180E-09	5.979E-07	1.024E-07	2.853E-06
1.E+02	3.416E-08	6.206E-09	2.242E-09	5.539E-07	9.398E-08	2.594E-06
2.E+02	3.320E-08	5.983E-09	2.159E-09	4.645E-07	7.735E-08	2.112E-06
5.E+02	2.848E-08	5.063E-09	1.820E-09	3.538E-07	5.759E-08	1.563E-06
7.E+02	2.635E-08	4.661E-09	1.673E-09	3.176E-07	5.130E-08	1.390E-06
1.E+03	2.406E-08	4.233E-09	1.517E-09	2.821E-07	4.523E-08	1.225E-06
2.E+03	1.975E-08	3.442E-09	1.230E-09	2.219E-07	3.513E-08	9.503E-07
5.E+03	1.476E-08	2.545E-09	9.067E-10	1.591E-07	2.482E-08	6.713E-07
7.E+03	1.317E-08	2.264E-09	8.058E-10	1.403E-07	2.178E-08	5.891E-07
1.E+04	1.164E-08	1.995E-09	7.091E-10	1.225E-07	1.894E-08	5.122E-07

ELEKTRONENSTOSS CM**3/SEC

TE (EV)	2 --> 1	3 --> 1	4 --> 1	3 --> 2	4 --> 2	4 --> 3
1.E+00	1.906E-16	1.923E-18	3.364E-19	2.961E-08	2.877E-09	1.132E-06
2.E+00	4.228E-12	2.854E-13	9.697E-14	2.162E-07	4.021E-08	2.781E-06
5.E+00	1.838E-09	3.895E-10	1.973E-10	7.815E-07	2.075E-07	5.138E-06
7.E+00	6.115E-09	1.605E-09	8.762E-10	1.003E-06	2.825E-07	5.738E-06
1.E+01	1.555E-08	4.768E-09	2.751E-09	1.199E-06	3.509E-07	6.131E-06
2.E+01	4.925E-08	1.788E-08	1.096E-08	1.408E-06	4.262E-07	6.212E-06
5.E+01	1.014E-07	3.999E-08	2.532E-08	1.376E-06	4.172E-07	5.425E-06
7.E+01	1.147E-07	4.573E-08	2.910E-08	1.310E-06	3.951E-07	5.024E-06
1.E+02	1.234E-07	4.952E-08	3.160E-08	1.223E-06	3.665E-07	4.582E-06
2.E+02	1.262E-07	5.070E-08	3.241E-08	1.035E-06	3.055E-07	3.743E-06
5.E+02	1.116E-07	4.448E-08	2.839E-08	7.931E-07	2.292E-07	2.774E-06
7.E+02	1.039E-07	4.123E-08	2.629E-08	7.126E-07	2.045E-07	2.469E-06
1.E+03	9.525E-08	3.764E-08	2.397E-08	6.335E-07	1.805E-07	2.176E-06
2.E+03	7.858E-08	3.079E-08	1.956E-08	4.989E-07	1.403E-07	1.689E-06
5.E+03	5.991E-08	2.285E-08	1.447E-08	3.579E-07	9.924E-08	1.193E-06
7.E+03	5.262E-08	2.034E-08	1.287E-08	3.156E-07	8.710E-08	1.047E-06
1.E+04	4.652E-08	1.793E-08	1.133E-08	2.756E-07	7.574E-08	9.105E-07

Tab. A.I-3 Ratenkoeffizienten H(p) + e --- H(q) + e /15/

STRAHLUNGSREKOMBINATION CM**3/SEC

TE (EV)	C ---> 1	C ---> 2	C ---> 3	C ---> 4
1.E+00	2.080E-20	2.137E-15	2.462E-14	9.854E-14
2.E+00	3.882E-17	8.784E-15	2.566E-14	5.709E-14
5.E+00	2.555E-15	1.311E-14	1.557E-14	2.295E-14
7.E+00	5.030E-15	1.206E-14	1.181E-14	1.584E-14
1.E+01	7.677E-15	1.015E-14	8.501E-15	1.054E-14
2.E+01	9.831E-15	6.120E-15	4.153E-15	4.608E-15
5.E+01	6.963E-15	2.520E-15	1.450E-15	1.466E-15
7.E+01	5.486E-15	1.748E-15	9.653E-16	9.516E-16
1.E+02	4.081E-15	1.167E-15	6.214E-16	5.989E-16
2.E+02	2.093E-15	5.126E-16	2.584E-16	2.404E-16
5.E+02	7.637E-16	1.635E-16	7.833E-17	7.042E-17
7.E+02	5.146E-16	1.062E-16	5.016E-17	4.464E-17
1.E+03	3.349E-16	6.689E-17	3.116E-17	2.747E-17
2.E+03	1.417E-16	2.687E-17	1.225E-17	1.062E-17
5.E+03	4.372E-17	7.874E-18	3.509E-18	2.991E-18
7.E+03	2.814E-17	4.993E-18	2.209E-18	1.873E-18
1.E+04	1.757E-17	3.072E-18	1.350E-18	1.139E-18

Tab. A.I-4 Strahlungsrekombination H^+ + e --- H(p) + hv

IONISIERUNG CM**3/SEC

TE (EV)	1 ---> C	2 ---> C	3 ---> C	4 ---> C
1.E+00	9.347E-15	8.238E-09	3.486E-07	4.336E-06
2.E+00	1.079E-11	5.457E-08	8.122E-07	6.793E-06
5.E+00	1.089E-09	1.915E-07	1.404E-06	9.034E-06
7.E+00	2.896E-09	2.440E-07	1.529E-06	9.316E-06
1.E+01	6.313E-09	2.897E-07	1.591E-06	9.287E-06
2.E+01	1.687E-08	3.304E-07	1.532E-06	8.490E-06
5.E+01	3.096E-08	3.073E-07	1.249E-06	6.740E-06
7.E+01	3.392E-08	2.862E-07	1.128E-06	6.071E-06
1.E+02	3.554E-08	2.609E-07	1.002E-06	5.394E-06
2.E+02	3.455E-08	2.101E-07	7.796E-07	4.218E-06
5.E+02	2.870E-08	1.507E-07	5.446E-07	2.985E-06
7.E+02	2.612E-08	1.323E-07	4.751E-07	2.618E-06
1.E+03	2.340E-08	1.149E-07	4.103E-07	2.274E-06
2.E+03	1.850E-08	8.665E-08	3.072E-07	1.722E-06
5.E+03	1.318E-08	5.909E-08	2.081E-07	1.184E-06
7.E+03	1.158E-08	5.124E-08	1.801E-07	1.030E-06
1.E+04	1.007E-08	4.400E-08	1.545E-07	8.874E-07

Tab. A.I-5 Ionisierung H(p) + e --- H^+ + 2e

RATENKOEFFIZIENTEN UMLADUNG CM**3/SEC *1E9

TO(EV)	1.E+00	1.E+01	1.E+02	1.E+03	1.E+04	3.E+04	1.E+05
TI(EV)							
1.E+00	11.00	21.00	42.00	87.00	118.00	68.00	4.30
2.E+00	13.00	22.00	42.00	88.00	119.00	70.00	4.30
5.E+00	18.00	25.00	43.00	89.00	119.00	72.00	4.50
1.E+01	22.00	27.00	43.00	89.00	120.00	73.00	4.70
2.E+01	27.00	30.00	44.00	89.00	120.00	73.00	4.90
5.E+01	37.00	36.00	49.00	89.00	120.00	73.00	5.10
1.E+02	43.00	43.00	55.00	89.00	121.00	73.00	5.30
2.E+02	55.00	55.00	62.00	89.00	121.00	73.00	5.70
5.E+02	60.00	60.00	75.00	93.00	121.00	73.00	6.60
1.E+03	89.00	89.00	89.00	100.00	118.00	71.00	7.30

Tab. A.I-6 Umladung $H^+ + H \text{ --- } H + H^+$

N(P=1) 1.000E+10
KONTINUUM 0
PQ 4

P = 2

NE	1.000E+11	2.000E+11	5.000E+11	1.000E+12	2.000E+12	5.000E+12	1.000E+13	2.000E+13	5.000E+13	1.000E+14
TE										
1.000E+00	2.642E-10	5.290E-10	1.326E-09	2.665E-09	5.375E-09	1.371E-08	2.813E-08	5.861E-08	1.614E-07	3.700E-07
2.000E+00	3.747E-08	7.493E-08	1.873E-07	3.744E-07	7.483E-07	1.868E-06	3.726E-06	7.418E-06	1.830E-05	3.579E-05
5.000E+00	8.008E-07	1.601E-06	3.995E-06	7.970E-06	1.587E-05	3.928E-05	7.750E-05	1.516E-04	3.595E-04	6.674E-04
1.000E+01	2.493E-06	4.982E-06	1.243E-05	2.477E-05	4.924E-05	1.214E-04	2.382E-04	4.622E-04	1.076E-03	1.951E-03
2.000E+01	4.787E-06	9.565E-06	2.386E-05	4.753E-05	9.446E-05	2.325E-04	4.555E-04	8.812E-04	2.037E-03	3.660E-03
5.000E+01	7.290E-06	1.457E-05	3.635E-05	7.245E-05	1.441E-04	3.550E-04	6.964E-04	1.349E-03	3.130E-03	5.653E-03
1.000E+02	8.016E-06	1.602E-05	3.999E-05	7.975E-05	1.587E-04	3.918E-04	7.703E-04	1.497E-03	3.500E-03	6.389E-03
2.000E+02	7.786E-06	1.556E-05	3.886E-05	7.754E-05	1.544E-04	3.821E-04	7.530E-04	1.470E-03	3.466E-03	6.404E-03
5.000E+02	6.671E-06	1.334E-05	3.331E-05	6.651E-05	1.326E-04	3.289E-04	6.503E-04	1.276E-03	3.044E-03	5.714E-03
1.000E+03	5.629E-06	1.126E-05	2.812E-05	5.617E-05	1.121E-04	2.784E-04	5.516E-04	1.086E-03	2.612E-03	4.955E-03

P = 3

NE	1.000E+11	2.000E+11	5.000E+11	1.000E+12	2.000E+12	5.000E+12	1.000E+13	2.000E+13	5.000E+13	1.000E+14
TE										
1.000E+00	3.797E-11	7.590E-11	1.894E-10	3.778E-10	7.514E-10	1.846E-09	3.594E-09	6.866E-09	1.579E-08	3.050E-08
2.000E+00	1.399E-08	2.793E-08	6.937E-08	1.373E-07	2.691E-07	6.363E-07	1.173E-06	2.055E-06	3.952E-06	6.222E-06
5.000E+00	5.237E-07	1.043E-06	2.577E-06	5.056E-06	9.756E-06	2.219E-05	3.895E-05	6.382E-05	1.110E-04	1.619E-04
1.000E+01	1.934E-06	3.850E-06	9.495E-06	1.858E-05	3.569E-05	8.026E-05	1.390E-04	2.239E-04	3.801E-04	5.435E-04
2.000E+01	3.984E-06	7.932E-06	1.957E-05	3.833E-05	7.370E-05	1.662E-04	2.886E-04	4.665E-04	7.940E-04	1.132E-03
5.000E+01	6.223E-06	1.240E-05	3.067E-05	6.028E-05	1.167E-04	2.671E-04	4.725E-04	7.808E-04	1.364E-03	1.968E-03
1.000E+02	6.838E-06	1.363E-05	3.379E-05	6.663E-05	1.297E-04	3.013E-04	5.426E-04	9.175E-04	1.651E-03	2.419E-03
2.000E+02	6.595E-06	1.316E-05	3.268E-05	6.462E 05	1.265E-04	2.979E-04	5.463E-04	9.466E-04	1.762E-03	2.632E-03
5.000E+02	5.583E-06	1.115E-05	2.773E-05	5.503E-05	1.084E-04	2.593E-04	4.857E-04	8.681E-04	1.695E-03	2.611E-03
1.000E+03	4.668E-06	9.325E-06	2.323E-05	4.617E-05	9.125E-05	2.205E-04	4.187E-04	7.641E-04	1.548E-03	2.445E-03

P = 4

NE	1.000E+11	2.000E+11	5.000E+11	1.000E+12	2.000E+12	5.000E+12	1.000E+13	2.000E+13	5.000E+13	1.000E+14
TE										
1.000E+00	2.237E-11	4.423E-11	1.071E-10	2.040E-10	3.754E-10	7.863E-10	1.320E-09	2.193E-09	4.398E-09	7.949E-09
2.000E+00	1.122E-08	2.203E-08	5.237E-08	9.721E-08	1.721E-07	3.367E-07	5.318E-07	8.161E-07	1.392E-06	2.069E-06
5.000E+00	5.032E-07	9.829E-07	2.300E-06	4.185E-06	7.207E-06	1.350E-05	2.049E-05	2.989E-05	4.691E-05	6.507E-05
1.000E+01	1.971E-06	3.847E-06	8.994E-06	1.634E-05	2.808E-05	5.237E-05	7.901E-05	1.141E-04	1.757E-04	2.394E-04
2.000E+01	4.174E-06	8.166E-06	1.920E-05	3.514E-05	6.097E-05	1.152E-04	1.751E-04	2.541E-04	3.924E-04	5.330E-04
5.000E+01	6.620E-06	1.301E-05	3.097E-05	5.759E-05	1.021E-04	1.992E-04	3.095E-04	4.582E-04	7.229E-04	9.900E-04
1.000E+02	7.304E-06	1.441E-05	3.462E-05	6.521E-05	1.178E-04	2.365E-04	3.755E-04	5.671E-04	9.147E-04	1.268E-03
2.000E+02	7.053E-06	1.395E-05	3.382E-05	6.446E-05	1.185E-04	2.454E-04	3.986E-04	6.152E-04	1.019E-03	1.433E-03
5.000E+02	5.967E-06	1.184E-05	2.896E-05	5.593E-05	1.050E-04	2.259E-04	3.789E-04	6.027E-04	1.036E-03	1.489E-03
1.000E+03	4.983E-06	9.909E-06	2.436E-05	4.742E-05	9.023E-05	1.993E-04	3.424E-04	5.575E-04	9.861E-04	1.445E-03

Tab. A.I-7 Verhältnis der Dichten angeregter Niveaus zum Grundzustand ohne/mit (0/1) Berücksichtigung des Kontinuums n(p)/n(1)

N(P=1) 1.000E+10
KONTINUUM 1
PQ 4

P = 2

NE	1.000E+11	2.000E+11	5.000E+11	1.000E+12	2.000E+12	5.000E+12	1.000E+13	2.000E+13	5.000E+13	1.000E+14
TE										
1.000E+00	7.234E-10	2.598E-09	1.868E-08	1.025E-07	6.593E-07	9.229E-06	7.387E-05	6.169E-04	1.080E-02	1.004E-01
2.000E+00	3.770E-08	7.585E-08	1.931E-07	3.982E-07	8.474E-07	2.563E-06	7.020E-06	2.469E-05	2.021E-04	1.261E-03
5.000E+00	8.009E-07	1.601E-06	3.998E-06	7.980E-06	1.591E-05	3.952E-05	7.850E-05	1.558E-04	3.891E-04	8.054E-04
1.000E+01	2.493E-06	4.982E-06	1.243E-05	2.477E-05	4.926E-05	1.215E-04	2.387E-04	4.641E-04	1.088E-03	2.001E-03
2.000E+01	4.787E-06	9.565E-06	2.386E-05	4.754E-05	9.447E-05	2.326E-04	4.557E-04	8.821E-04	2.042E-03	3.681E-03
5.000E+01	7.290E-06	1.457E-05	3.635E-05	7.246E-05	1.441E-04	3.550E-04	6.964E-04	1.350E-03	3.132E-03	5.660E-03
1.000E+02	8.016E-06	1.602E-05	3.999E-05	7.975E 05	1.587E-04	3.918E-04	7.703E-04	1.498E-03	3.501E-03	6.392E-03
2.000E+02	7.786E-06	1.556E-05	3.886E-05	7.754E-05	1.544E-04	3.821E-04	7.530E-04	1.470E-03	3.466E-03	6.406E-03
5.000E+02	6.671E-06	1.334E-05	3.331E-05	6.651E-05	1.326E-04	3.289E-04	6.503E-04	1.276E-03	3.044E-03	5.715E-03
1.000E+03	5.629E-06	1.126E-05	2.812E-05	5.617E-05	1.121E-04	2.784E-04	5.516E-04	1.086E-03	2.612E-03	4.956E-03

P = 3

NE	1.000E+11	2.000E+11	5.000E+11	1.000E+12	2.000E+12	5.000E+12	1.000E+13	2.000E+13	5.000E+13	1.000E+14
TE										
1.000E+00	1.318E-09	5.246E-09	3.343E-08	1.395E-07	6.064E-07	4.689E-06	2.449E-05	1.402E-04	1.569E-03	1.061E-02
2.000E+00	1.468E-08	3.067E-08	8.675E-08	2.084E-07	5.659E-07	2.702E-06	1.062E-05	4.691E-05	3.593E-04	1.662E-03
5.000E+00	5.239E-07	1.044E-06	2.583E-06	5.083E-06	9.866E-06	2.389E-05	4.181E-05	7.570E-05	1.893E-04	4.860E-04
1.000E+01	1.934E-06	3.851E-06	9.498E-06	1.859E-05	3.574E-05	8.057E-05	1.402E-04	2.284E-04	4.079E-04	6.525E-04
2.000E+01	3.984E-06	7.932E-06	1.957E-05	3.833E-05	7.372E-05	1.663E-04	2.891E-04	4.683E-04	8.045E-04	1.171E-03
5.000E+01	6.223E-06	1.240E-05	3.067E-05	6.028E-05	1.167E-04	2.671E-04	4.726E-04	7.814E-04	1.367E-03	1.979E-03
1.000E+02	6.838E-06	1.363E-05	3.379E-05	6.663E-05	1.297E-04	3.013E-04	5.426E-04	9.178E-04	1.652E-03	2.423E-03
2.000E+02	6.595E-06	1.316E-05	3.268E-05	6.462E-05	1.265E-04	2.980E-04	5.463E-04	9.467E-04	1.762E-03	2.634E-03
5.000E+02	5.583E-06	1.115E 05	2.773E-05	5.503E-05	1.084E-04	2.593E-04	4.857E-04	8.681E-04	1.695E-03	2.611E-03
1.000E+03	4.668E-06	9.325E-06	2.323E-05	4.617E-05	9.125E-05	2.205E-04	4.187E-04	7.642E-04	1.548E-03	2.446E-03

P = 4

NE	1.000E+11	2.000E+11	5.000E+11	1.000E+12	2.000E+12	5.000E+12	1.000E+13	2.000E+13	5.000E+13	1.000E+14
TE										
1.000E+00	4.457E-09	1.788E-08	1.132E-07	4.620E-07	1.910E-06	1.274E 05	5.418E-05	2.328E-04	1.650E-03	7.687E-03
2.000E+00	1.340E-08	3.075E-08	1.063E-07	3.103E-07	1.009E-06	5.441E-06	2.077E-05	8.230E-05	5.249E-04	2.152E-03
5.000E+00	5.040E-07	9.859E-07	2.319E-06	4.257E-06	7.474E 06	1.499E 05	2.605E-05	5.104E-05	1.749E-04	5.725E-04
1.000E+01	1.971E-06	3.848E-06	9.002E-06	1.637E-05	2.819E-05	5.297E 05	8.115E-05	1.219E-04	2.214E-04	4.171E-04
2.000E+01	4.174E-06	8.167E-06	1.920E-05	3.515E-05	6.101E-05	1.154E-04	1.759E-04	2.571E-04	4.092E-04	5.968E-04
5.000E+01	6.620E-06	1.301E-05	3.097E-05	5.759E-05	1.021E-04	1.993E-04	3.098E-04	4.591E-04	7.271E-04	1.007E-03
1.000E+02	7.304E-06	1.441E-05	3.462E-05	6.521E-05	1.178E-04	2.366E-04	3.756E-04	5.674E-04	9.165E-04	1.275E-03
2.000E+02	7.053E-06	1.395E-05	3.382E-05	6.446E-05	1.185E-04	2.454E-04	3.986E-04	6.154E-04	1.019E-03	1.435E-03
5.000E+02	5.967E-06	1.184E-05	2.896E-05	5.593E-05	1.050E-04	2.259E-04	3.789E-04	6.027E-04	1.036E-03	1.490E-03
1.000E+03	4.983E-06	9.909E-06	2.436E-05	4.742E-05	9.023E-05	1.993E-04	3.424E-04	5.575E-04	9.862E-04	1.445E-03

R1 E	σ
2.0E-3	5.6E-15
5.0E-3	5.2E-15
7.0E-3	5.0E-15
1.0E-2	4.8E-15
3.0E-2	4.1E-15
5.0E-2	3.7E-15
7.0E-2	3.4E-15
1.0E-1	3.2E-15
3.0E-1	2.4E-15
5.0E-1	2.1E-15
7.0E-1	1.9E-15
1.0E00	1.7E-15
3.0E00	1.3E-15
5.0E00	1.1E-15
7.0E00	9.6E-16
1.0E01	8.3E-16
3.0E01	4.0E-16
5.0E01	1.1E-16
7.0E01	4.2E-17
1.0E02	1.4E-17
2.2E02	5.4E-19

R2 E	σ
5.3E00	4.1E-17
1.0E01	9.1E-17
3.0E01	1.5E-16
5.0E01	1.1E-16
1.0E02	1.4E-16
1.5E02	1.1E-16
2.0E02	8.4E-17
2.5E02	6.9E-17
3.0E02	5.6E-17
4.0E02	4.2E-17

R3 E	σ
1.0E-3	8.3E-16
2.0E-3	7.2E-16
5.0E-3	4.5E-16
1.0E-2	2.8E-16
2.0E-2	1.4E-16
5.0E-2	3.0E-17
1.0E-1	7.5E-18
2.0E-1	2.0E-18

R4 E	σ
2.0E-4	5.7E-24
3.0E-4	6.0E-24
5.0E-4	6.3E-24
7.0E-4	6.3E-24
1.0E-3	6.3E-24
1.4E-3	5.8E-24
2.0E-3	5.0E-24

R5 E	σ
2.0E-2	3.0E-17
3.0E-2	5.3E-17
4.0E-2	6.2E-17
6.0E-2	7.7E-17
8.0E-2	6.6E-17
1.0E-1	6.1E-17
2.0E-1	4.1E-17
3.0E-1	3.2E-17
6.0E-1	1.8E-17
8.0E-1	1.4E-17
1.0E00	1.2E-17
5.0E00	2.8E-18
1.0E01	1.5E-18
5.0E01	3.9E-19
1.0E02	2.3E-19
5.0E02	1.0E-19
1.0E03	9.3E-20
5.0E03	9.7E-20
1.0E04	1.0E-19
5.0E04	1.2E-19

R6 E	σ
5.0E-2	2.7E-17
1.0E-1	4.1E-17
2.0E-1	7.3E-17
5.0E-1	2.3E-16
1.0E00	5.2E-16
2.0E00	8.5E-16
5.0E00	8.6E-16
1.0E01	8.5E-16
2.0E01	6.0E-16
4.0E01	2.6E-16
6.0E01	1.1E-16
1.0E02	2.8E-17
2.0E02	1.8E-18
4.0E02	5.7E-20
6.0E02	7.2E-21
1.0E03	4.6E-22

R7 E	σ
9.0E-3	7.0E-18
1.0E-2	2.5E-17
1.2E-2	6.5E-17
1.5E-2	8.8E-17
1.7E-2	8.8E-17
2.0E-2	8.0E-17
3.0E-2	3.8E-17
4.0E-2	2.0E-17
5.0E-2	1.1E-17
6.0E-2	5.0E-18
7.5E-2	1.0E-18

R8 E	σ
2.0E-2	2.7E-17
3.0E-2	6.9E-17
4.0E-2	8.5E-17
8.0E-2	9.7E-17
1.0E-1	9.2E-17
2.0E-1	7.2E-17
4.0E-1	4.7E-17
8.0E-1	2.7E-17
1.0E00	2.2E-17
2.0E00	1.2E-17
4.0E00	6.3E-18
1.0E01	2.8E-18
2.0E01	1.6E-18

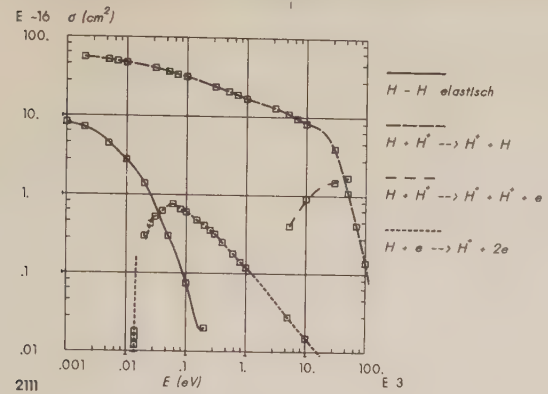
R9 E	σ
3.0E-2	1.5E-19
4.0E-2	1.4E-18
6.0E-2	4.0E-18
8.0E-2	5.4E-18
1.0E-1	5.8E-18
2.0E-1	4.5E-18
3.0E-1	3.2E-18
4.0E-1	2.5E-18
6.0E-1	1.6E-18
8.0E-1	1.1E-18
1.0E00	8.4E-19

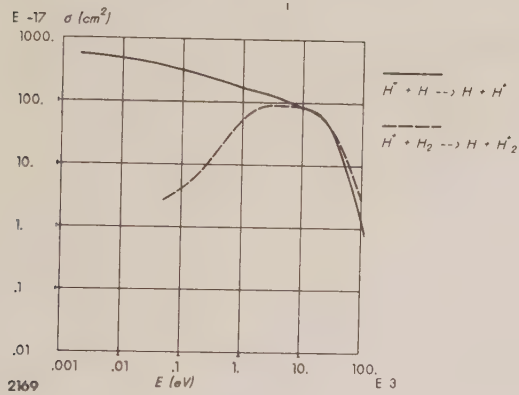
R10 E	σ
2.5E-2	4.3E-16
3.0E-2	3.8E-16
5.0E-2	2.8E-16
8.0E-2	2.1E-16
1.0E-1	1.8E-16
1.5E-1	1.4E-16
2.5E-1	9.3E-17
3.5E-1	7.0E-17
5.0E-1	5.2E-17
7.0E-1	4.2E-17

R11 E	σ
4.0E-3	9.9E-16
8.0E-3	8.0E-16
1.0E-2	6.9E-16
2.0E-2	4.7E-16
4.0E-2	3.5E-16
6.0E-2	2.8E-16
8.0E-2	2.4E-16
1.0E-1	2.1E-16
2.0E-1	1.2E-16
3.0E-1	9.2E-17
4.0E-1	7.5E-17
8.0E-1	4.2E-17
1.0E00	3.4E-17

R12 E	σ
3.0E-4	2.3E-15
4.0E-4	2.0E-15
5.0E-4	1.8E-15
6.0E-4	1.5E-15
8.0E-4	8.9E-16
1.0E-3	6.3E-16
1.5E-3	4.7E-16
2.0E-3	3.5E-16
2.5E-3	2.7E-16
3.0E-3	2.2E-16

Tab. A.I-8 Querschnitte für R1 - R12 (E in keV, σ in cm^2)





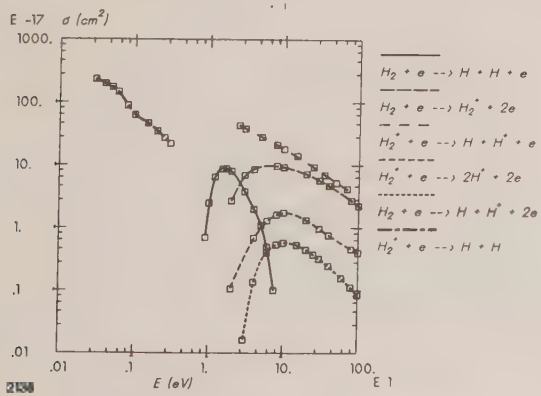


Abb. A.I-2
Wirkungsquerschnitte
/12/

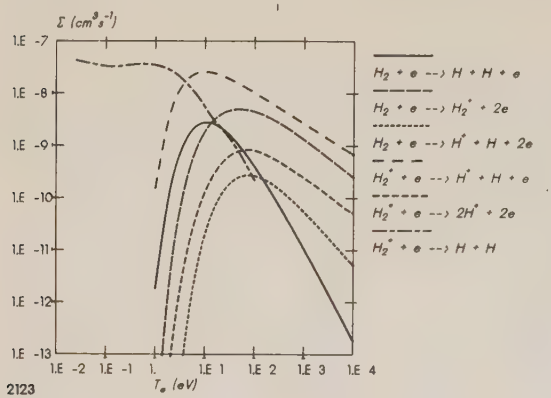
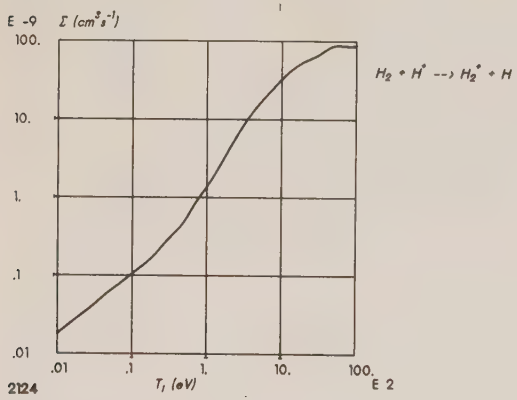
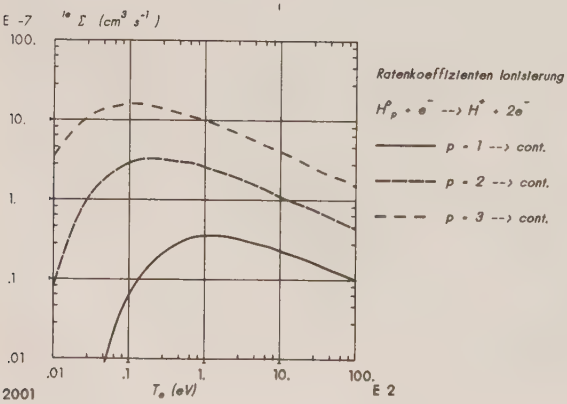


Abb. A.I-3

Ratenkoeffizienten





	n_{eo} cm^{-3}	T_{eo} eV	T_{io} eV	x_s cm	b_{lim} cm	Mod	$v_{H2/H}$ -	v_L -	R_{H2} -	n_{epro} -	T_{epro} -	T_{ipro} -	ellipt. -	
standard	1.0E13	100	50	0	0	A	0.	1.	0.4	1	1	1	0	
PKM230	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
PKM231	3.0E13	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
PKM232	5.0E13	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
PKM233	5.0E12	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
PKM236	-	-	100	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
PKM237	-	-	-	-	-	C	-	-	-	-	-	-	-	
PKM238	-	-	-	-	-	B	-	-	-	-	-	-	-	
PKM239	-	-	25	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
PKM240	-	200	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
PKM241	3.0E13	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	Vol. Rek.
PKM242	-	-	-	-	-	-	0.5	-	-	-	-	-	-	
PKM243	-	-	-	-	-	B.	0.5	-	-	-	-	-	-	
PKM246	-	-	-	3.	-	-	-	-	-	-	-	-	1	
PKM253	-	-	-	-	6	-	-	0	-	-	-	6	1	
PKM269	8.5E12	-	-	-	6	-	-	0	-	-	-	6	1	
PKM270	8.5E12	-	-	-	6	-	1.	0	-	-	-	6	1	
PKM229	3.0E13	490	490	-	*	-	-	*	0.	2	2	2	*	Tok. ST
PKM307	-	-	-	-	-	D	-	-	-	-	-	-	-	
PKM310	-	-	-	-	-	D	0.5	-	-	-	-	-	-	

Bem. : - : Standardwert ; * : keine Bedeutung für diese Rechnung

Bei allen Rechnungen waren gleich :

N_x = 20
N_y = 20
N_φ = 90
Q_L = $2.5 \cdot 10^{20}$ atome/s
T_{ew} = 1 eV
T_{iw} = 1 eV
n_{ew} = 10^{11} cm^{-3}
T_L = 3 eV
R_E = 0.6

Ereignisse ca. 6 000 000
Rechenzeit ca. 6 000 s (TR440)
45 s (Cyber 76)

Statistische Fehler der Monte Carlo Rechnungen
(bei ca. 6 000 000 Ereignissen)

Dichten $n_H(p)$, p=1,2,3,4	: 2 - 5 %
Dichte n_{H2}	: 7 - 10 %
Neutralteilchentemperatur	: ~ 2%
Flüsse auf die Wand $\Gamma_H(x)$, $\Gamma_H(y)$	: ~ 4%
Neutralteilchenspektren $\Gamma_H(E)$	: ≲ 50%
Linienprofile (kalter Teil) $I_p(y, v_y/v_{FC})$	: ~ 10%
(heißer Teil)	: ≲ 30%
Verteilungsfunktion $f_p(x, v_x/v_{FC})$	: 10 - 50 %
Recyclingkoeffizient, Energiedeposition	: ~ 1%

A.III Literaturverzeichnis

/ 1/ W. Drawin
"Elementar - Reaktionen in Kernfusions - Plasmen (1) "
Physikalische Blätter 119-130 , 3 (1979)

/ 2/ W. Drawin
"Elementar - Reaktionen in Kernfusions - Plasmen (2) "
Physikalische Blätter 150-159 , 4 (1979)

/ 3/ Mikhail N. Kogan
"Rarefied gas dynamics"
Plenum Press , New York (1969)

/ 4/ A. Frohn
"Einführung in die kinetische Gastheorie"
Studientext Akad. Verl. Ges. Wiesbaden (1979)

/ 5/ Y.C. Kim
"Numerische Untersuchungen des Neutralteilchentransports in der Wandzone von Tokamakentladungen"
Dissertation , Univ. Düsseldorf (1977)

/ 6/ J.G. Gilligan , S.L. Gralnick , W.G. Price
"Multigroup calculations of low energy neutral transport in tokamak plasmas"
Nucl. fus. 18 , 1 (1978) 63-85

/ 7/ E. Greenspan
"Calculation of the transport of neutral atoms in highly ionized plasmas using neutron transport methods"
Nucl. fus. 14 , 771-778 (1974)

/ 8/ D.F. Düchs , D.E. Post , P.H. Rutherford
"A computer model of radial transport in tokamaks"
Nucl. fus. 17 (1977) 565-609

/ 9/ M.H. Hughes , D.E. Post
"A Monte Carlo algorithm for calculating neutral gas transport in cylindrical plasmas"
J. comp. phys. 28 , (1978) 43-55

/10/ Y.N. Dnestrovski , S.E. Lysenko , A.I. Kislyakov
"Recombination induced neutral particle flux in tokamaks"
Nucl. fus. 19 , 3 (1979) 293-299

/11/ K.Audenaerde , G.A. Emmert , M. Gordinier
"SPUDNUT : A transport code for neutral atoms in plasmas"
J. comp. phys. 34 (1980) 268-284

/12/ C.F. Barnett , J.A. Ray , E. Ricci , M.I. Wilker
"Atomic data for controlled fusion research"
ORNL 5206 vol. I , 5207 vol. II (1977)

/13/ S. Rehker , E. Speth
"Rate coefficients for interaction of monoenergetic particle beams with maxwellian plasmas"
IPP Garching 2/217 (1974)

/14/ L.C. Johnson
"Approximations for collisional and radiative transition rates in atomic hydrogen"
Astrophys. journal vol. 174,1 (1972) 227-236

/15/ C. Mahn , V. Welge
"Besetzungsdichten und Teilcheneinschluß für Niedrig β Wasserstoff Plasmen"
IPP Garching 2/239 (1978)

/16/ R.D. Bengston
"The study of plasma formation in fusion devices"
Diagnostics for fusion experiments, Pergamon Press (1980) 581-600

/17/ J.L. Delcroix
"Plasma physics"
John Wiley & sons vol. I , II (1968) (1969)

/18/ S.R. Ryan , S.J. Czuchlewski , M.V. McCusker
"Collisional quenching of metastable hydrogen atoms by atoms and molecules"
Phys. Rev. A , vol. 16,5 1892-1906 (1977)

/19/ W. Eckstein , H. Verbeek , J.P. Biersack
"Computer simulation of the backscattering and implantation of hydrogen and helium"
J. appl. phys. 51(2) , (1980) 1194-1200

/20/ W. Heiland , E. Taglauer
"Neutralisation and inelastic energy losses in low energy ion scattering"
Inelastic ion-surface collisions, Academic Press (1977)

/21/ R. Behrisch , G. Maderlechner , B.M.U. Scherzer , M.T.Robinson
"The sputtering mechanism for low energy light ions"
Appl. phys. 18 (1979) 391-398

/22/ H. Verbeek , W. Eckstein
"The influence of surface conditions on the charge state of backscattered hydrogen"
Proc. 7th Intern. Vac. Congr. & 3rd Conf. Solid Surf. (Vienna 1977) 1389-1392

/23/ J.E. Robinson , D.P. Jackson
"Scattering of keV hydrogen and helium ions and neutrals from oxygen covered surfaces"
J. nucl. mat. 76&77 (1978) 353-358

/24/ J. Schou , H. Sørensen
"Energy reflection coefficients for 5-10 keV He-ions incident on Au, Ag and Cu"
J. nucl. mat. 76&77 (1978) 359-364

/25/ E. Taglauer , W. Heiland
"Ion impact desorption cross section of hydrogen and oxygen from metals by light ion bombardement"
J. nucl. mat. 76&77 (1978) 328-331

/26/ O.S. Oen , M.T. Robinson
"Computer simulation of the reflection of hydrogen and the sputtering of hydrogen from metal hydrides"
J. nucl. mat. 76&77 (1978) 370-377

/27/ W. Eckstein , H. Verbeek
"Reflection of H, D and He from C, Ti, Ni , Mo, W and Au"
J. nucl. mat. 76&77 (1978) 365-369

/28/ W. Eckstein, F.E.P. Matschke , H. Verbeek
"Reflection of hydrogen from stainless steel and Nb"
J. nucl. mat. 63 (1976) 199-204

/29/ G. Farell, S.E. Donelly
"Thermal desorption and bombardement induced release of deuterium implanted into stainless steels at low energy"
J. nucl. mat. 76&77 (1978) 322-327

/30/ R.E. Clausing, L.C. Emerson, L. Heatherley
"Studies of hydrogen recycle from the walls in tokamaks using a plasma-wall interaction simulator"
J. nucl. mat. 76&77 (1978) 267-272

/31/ S.J. Fielding, G.M. McCracken, P.E. Stott
"Recycling in gettered and diverted discharges in DITE tokamak"
J. nucl. mat. 76&77 (1978) 273-278

/32/ I. Ali-Khan, K.J. Dietz, F. Waelbroek, P. Wienhold
"Interaction of atomic hydrogen (H^0 and H^+) with metallic and oxydizes metallic surfaces"

/33/ R.L. Palmer, J.N. Smith, H. Saltsburg, D.R. O'Keefe
"Measurements of the reflection, adsorption and desorption of gases from smooth metal surfaces"
J. chem. phys. 53,5 (1970) 1666-1676

/34/ P. Wienhold, I. Ali-Khan, K.J. Dietz, M. Profant
"Numerical evaluation of hydrogen release and volume distribution in first wall materials"

/35/ K.J. Dietz, I. Ali-Khan, F. Waelbroek, P. Wienhold
"Wall processes and impurity production due to hydrogen species"
Atomic and molecular processes in nuclear fusion
Plenum Press (1979)

/36/ I. Ali-Khan, K.J. Dietz, F.G. Waelbroek, P. Wienhold
"The rate of hydrogen release out of clean metallic surfaces"
J. nucl. mat. 76&77 (1978) 328-331

/37/ K. Erents, G.M. McCracken
"Trapping and re-emission of fast deuterium ions from nickel"
Brit. J. appl. phys. (J. phys. D) vol. 2 (1969) 1397-1405

/38/ W. van Willigan
"Angular distribution of hydrogen molecules desorbed from metal surfaces"
Phys. lett. 28A (1968) 80-81

/39/ T.L. Bradley, R.E. Stickney
"Spatial distributions of H_2 desorbed from Fe, Pt, Cu, Nb and stainless steel surfaces"
Surf. sci. 38 (1973) 313-326

/40/ G. Comsa, R. David, K.D. Rendulic
"Velocity distribution of H_2, HD and D_2 molecules desorbing from polycristalline nickel surfaces"
Phys. Rev. lett. 38 , 14 (1977) 775-778

/41/ G. Comsa
"Angular and velocity distributions in molecular beam scattering at solid surfaces"
Proc. 7th Intern. Vac. Congr. & 3rd Conf. Solid Surf. (Vienna 1977) 1389-1392

/42/ J. Roth, J. Bodhansky, W. Ottenberger
"Data on low energy light ion sputtering"
IPP Garching 9/26 (1979)

/43/ Y. Kaneko, T. Arikawa, Y. Itikawa, T. Iwai, T. Kato, M. Matsuzawa, Y. Nakai, K. Okuno, H. Ryufuku, H. Tawaru, T. Watanabe
"Cross sections for charge transfer collisions involving hydrogen atoms"
IPPJ-AM-15 , Nagoya , Japan (1980)

/44/ J. Hackmann
"Experimentelle und numerische Untersuchung zur Wandwechselwirkung von Plasmen mit festen Wänden"
Habilitationsschrift , Universität Düsseldorf (1977)

/45/ "The JET project"
Nuclear science and technology (fusion)
Commision of the European Communities EUR 5791e (1977)

/46/ "Report on the planing of TEXTOR"
KFA Jülich (1975)

/47/ R. Flohr, C. Gillet, J. Hackmann, G. Reinhold, G. Ritter, J. Uhlenbusch, S. Zakaria
"The tokamak experiment UNITOR - a device for plasma-wall interaction research"
Physica 104C (1981) 423-433

/48/ J. Hackmann, Y.C. Kim, H. Reuters, J. Uhlenbusch
"Magnetohydrodynamische Berechnungen rotationssymmetrischer Hochtemperaturplasmen unter besonderer Berücksichtigung von Plasma-Wand Effekten"

/49/ S.M. Robinson, A.H. Stroud
"The approximate solution of an integral equation using high order gaussian quadrature formulas"
Math. comp. 15, 286 (1961)

/50/ F. Roussel, P. Pradel, G. Spiess
"Electron capture, electron loss and deexcitation of fast $H(2^2s)$ and $H(1^2s)$ atoms in collisions with molecular hydrogen and inert gases"
Phys. Rev. A , vol.16,5 (1977) 1854-1863

/51/ G. Bracco, C. Breton, C. De Michelis, M. Mattioli, J. Ramette
"Balmer-series emission cross-sections for the interaction between hydrogen neutral beams and molecular hydrogen"
EUR-CEA-FC-1040 (1980)

/52/ C. Karolis, E. Harting
"Electron impact dissociation cross-sections in hydrogen and deuterium, leading to Balmer alpha and beta emission"
J. phys. B vol. 11,2 357-368 (1978)

/53/ H.E. White
"Introduction to atomic spectra"
Mc Graw-Hill

/54/ C. Gillet, J. Hackmann, J. Uhlenbusch
"Coupled description of plasma transport and plasma - wall processes "
SFB Plasmaphysik Bochum/Jülich 81-04-083 (1981)

/55/ G. Reinhold, J. Hackmann, J. Uhlenbusch
"Investigations of plasma-wall interaction by H_α resonant scattering in the tokamak UNITOR"
SFB Plasmaphysik Bochum/Jülich 81-01-087 (1981)

/56/ Diese Messungen wurden in Zusammenarbeit mit Herrn S. Zakaria durchgeführt.

/57/ R. Flohr
"Messung der Elektronendichte an einem Tokamakplasma mit Hilfe eines Mikrowellen - Interferometers"
Diplomarbeit Uni Düsseldorf (1980)

/58/ C. Petzold
"Röntgenspektroskopie an UNITOR"
priv. Komm. Universität Düsseldorf Phys. Inst. II

/59/ A.W. Nürnberg, U.H. Bauder, C. Mooser, R. Behrisch
"Cathode erosion in vacuum arcs und unipolar arcs"
Beitr. Plasma Physik Band 21,2 (1981)

/60/ G.M. McCracken, P.E. Stott
"Plasma - surface interactions in tokamaks"
Nucl. fus. 19,7 (1979) 889-981

/61/ D.M. Meade
"Effect of high - z impurities on the ignition and Lawson conditions for a thermonuclear reactor"
Nucl. fus. 14 (1974) 289-291

/62/ J.R. McNally
"The ignition parameter Tn and the energy multiplication factor k for fusioning plasmas"
Nucl. fus. 17,6 (1977) 1273-1281

/63/ T.J. Dolan
"A model of neutral gas-wall interactions and the plasma edge region"
J. nucl. mat. 92 (1980) 112

/64/ G.T. Razdobarin, V.V. Semenov, L.V. Sokolova, L.P. Folomkin
"An absolute measurement of the neutral density profile in the tokamak plasma by resonance fluorescence on the H_α line"
Nucl. fus. 19,11 (1979)

/65/ R. Behrisch
"Plasma-wall interaction and the processes determining the hydrogen particle balance"
Proceedings of the course of the international school of plasma physics, Varenna 27. August- 28 Sept. 1979

/66/ Abramowitz, Stegun
"handbook of mathematical functions"
Dover publications New York 916-924

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. J. Uhlenbusch für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein förderndes Interesse und für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Herrn Professor Dr. J. Hackmann und allen Mitarbeitern der Tokamak Arbeitsgruppe danke ich für zahlreiche Diskussionen.

Schließlich gilt mein Dank allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Lebenslauf

Am 4. Dezember 1952 wurde ich als Sohn des technischen Angestellten Hans Ritter und seiner Ehefrau Josefine, geborene Stupp, in Neuss geboren. In der Zeit von 1959 bis 1963 besuchte ich die Volksschule in Neuß. Nach dem anschließenden Besuch des mathematisch - naturwissenschaftlichen Theodor - Schwann Gymnasiums in Neuss legte ich 1971 die Reifeprüfung ab. Für die Zeit vom 1. Juni 1971 bis zum 31. Oktober 1972 wurde ich zum Grundwehrdienst eingezogen. Im Wintersemester 1972 begann ich das Studium der Physik an der Universität Düsseldorf. Im November 1977 erwarb ich mein Diplom. Seit Dezember 1977 bin ich wissenschaftlicher Mitarbeiter beziehungsweise wissenschaftlicher Assistent von Prof. Dr. Uhlenbusch am Physikalischen Institut II der Universität Düsseldorf.

Ich bin seit Juli 1979 verheiratet und habe ein Kind.

FOTODRUCK J. MAINZ – Telefon: (02 41) 2 73 05
Neupforte 13, Nähe Markt, 5100 Aachen